中国科学院国家天文台天体物理丛书

天体物理中的微波谱线诊断

曾 琴 毛瑞青 裴春传 著




中国科学技术出版社



责任编辑：赵　晖
封面设计：付小鹏
责任印制：安利平



ISBN 7-5046-4411-0
P·87 定价:48.00 元



中国科学院国家天文台天体物理丛书

天体物理中的微波谱线诊断

曾 琴 毛瑞青 裴春传 著

中国科学技术出版社

·北 京·

图书在版编目（CIP）数据

天体物理中的微波谱线诊断/曾琴，毛瑞青，裴春传著. —北京：中国科学技术出版社，2006.9

（中国科学院国家天文台天体物理丛书）

ISBN 7-5046-4411-0

Ⅰ.天... Ⅱ.①曾...②毛...③裴... Ⅲ.天体物理学－微波－诊断 Ⅳ.P141.5

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2006）第 084461 号

中国科学技术出版社出版

北京市海淀区中关村南大街 16 号　邮政编码：100081

电话：010-62103210　传真：010-62183872

科学普及出版社发行部发行

北京长宁印刷有限公司印刷

*

开本：787 毫米×1092 毫米　1/16　印张：17.5　字数：280 千字

2006 年 12 月第 1 版　2006 年 12 月第 1 次印刷

定价:48.00 元

内 容 简 介

微波窗口的逐步被打开，展示给人们一个不为光学仪器观测所知的冷宇宙。本书阐述如何透过在源区形成后，经长距离输运过程到达观测仪器的纷繁多姿的原子、离子和分子微波谱线对有关天体的物理状态作出诊断。重点是如何通过谱线观测取得的结果来了解宇宙中原子、离子和分子的分布；研究低质量星与大质量星的形成过程；分析拱星包层内中央星的情况和探讨河外星系物理等。本书涉及近 140 种（不包括稀有同位素取代物，但 H 的同位素 D 的取代样品例外）分子样品的上千条谱线。谱线的辐射机制有热与受激辐射之分。微波受激辐射线（MASER）光度高、谱线窄，提供了恒星诞生与死亡的珍贵信息，对于河外活动星系核的研究更有其独到的功能。CO 分子广泛分布，且丰度仅次于氢分子，它和它的稀有同位素分子的转动热线在分子天文学的研究中倍受关注。

处于学习阶段的读者可能被要求对某一频率的微波谱线作观测，本书希望读者不仅了解谱线的频率而且知道是哪个原子、分子或离子的哪两个能级之间的跃迁导致谱线的生成以及谱线形成所需要的物理条件。进入研究阶段的读者可能想要研究某个或某类天体，本书希望读者知道应选择哪些原子、分子或离子的哪些谱线进行观测，并通过在适当模型下的理论计算来达到他们的研究目标。

本书比较适合已有量子力学及其在原子与分子结构方面应用的基本知识的读者。为方便读者，书后备有附录，以便查阅。

《中国科学院国家天文台天体物理丛书》序

我国组织出版系列的天体物理丛书，滥觞于二十几年前戴文赛先生的倡导，当时改革开放伊始，为了适应研究生制度的恢复，他策划了一个天体物理各个分支学科配套的丛书撰写方案，这在当时以及接下来的一段时间里，为我国天文学的重整旗鼓起了重要的作用。随后的这许多年中，学科高速发展，包括研究生教材在内的国际上的天文佳作源源引进，加上我国科学图书出版的种种变数，使我国天体物理书籍的出版不断自我调整以立足于新的背景，同时各自不断寻求可供依托的机遇。其间逐步淡化了系列化，突出了个性化，这是必然的，也可说是一种进步。但也增加了课题领域的随机性质，少了整体布局。

现在，在新的格局下，国家天文台着手组织一系列天文学丛书，我们接受委托编纂天体物理部分，为了和前面的衔接，这部丛书侧重于专著形式，首先邀请为我国天体物理各个不同分支的研究打下基础的主要科学家们，把他们的长期积累整理成有自己特色的专著。我们相信，这些著作，对于目前站在这些基础上工作和培养新生力量的学者们，将是有益的参考。同时它们也将表征着一个时期我国天体物理著述成果的收结。

总结同时又是开端的准备，我们期待着在若干年后的新版和新辑里，将看到又一个新的开始。

王绶琯

2002年1月于北京

前 言

宇宙在全波范围内，以谱线或连续谱的形式向我们不断发送丰富的信息。当代科学的发展正从地面和空间向全波接收宇宙信息挺进。由于各波段谱线形成条件不同，可诊断天体的物理条件和接收系统之技术的绝然不同，科学家在不同波段上有分工地或逐段地攻克全波观测这样一个目标。

射电望远镜大致工作于 15MHz（$\lambda \approx 20$m）到 600GHz（$\lambda \approx 0.5$mm）的大气窗口范围内。射电窗口首先在较长波段被打开，此后随着技术的发展，打开的才是微波波段。本书主题定位于通过原子、离子和分子射电谱线（但以分子微波谱线为主）对有关天体的物理条件进行诊断。微波窗口涉及的跃迁所对应的上下能级的差大约从 $7\times10^{-4}\sim29$ K，由于该窗口的逐步被打开，20 世纪 50 年代后人们才得以了解不为光学仪器观测所知的冷宇宙。

在微波窗口可以接收到连续谱和谱线，本书所关注的是天体物理的微波谱线诊断。1951 年 Ewen & Purcell 在微波波段观测到第一条天文谱线。那是一条波长为 21cm 的发射线，是由处于氢原子基态的两个精细结构子状态间的跃迁而形成的。此后射电天文学家通过这条谱线取得了银河系以及河外星系的原子云的许多信息。然而原子只占中性气体的不到一半，其余都是分子。自从第一条星际分子微波谱线（自由基 OH 的 λ=18cm 双重线跃迁）于 1963 年被 Weinreb 等观测到，到 20 世纪末已有近 140 种（不包括稀有同位素取代物，但 H 的同位素 D 的取代样品例外）分子样品的上千条谱线在星际空间和拱星包层中通过微波窗口被观测到。这些谱线的辐射机制有热与受激辐射之分。微波受激辐射线（MASER）光度高、谱线窄，提供了恒星诞生与死亡的珍贵信息，对于河外活动星系核的研究更有其独到的功能。星际 CO 分子因广泛分布，且丰度仅次于氢分子，它和它的稀有同位素分子的转动热线在分子天文学的研究中倍受关注。1959 年 Kardashev 提出在 HⅡ区可以观测到射电复合线的预言之后，射电复合线不仅在 HⅡ区而且在 HⅡ区临近的部分离化区、行星状星云和河外星系都已观测到。原子、分子和离子的微波谱线为我们提供了大量星际空间、拱星包层以及河外星系中各种原子、分子和离子过程的知识。

微波谱线可以诊断有关天体的基本物理条件如动能温度、总粒子数密度、速度、磁感应强度和有关样品的丰度等。对于分子云与恒星形成区取得谱线数据后，要通过适当的近似方法来求解统计平衡辐射转移方程，从而得到上述基本物理条件。最简单的但又是相当偏离天体真实情况的是局部热平衡（LTE）近似。大速度梯度（LVG）和微观湍流（microturbulent）近似分别反映两种极端，而真实的分子云的情况介于其中。两种方法至今在某些情况下仍然很有用，但是它们正逐渐被更灵活的使用 Monte Carlo 技术或 Λ - 迭代的辐射输运程序所取代。本书的重点是如何通过谱线观测取得的结果来了解宇宙中原子、离子和分子的分布；研究低质量星与大质量星的形成过程；分析拱星包层内中央星的情况和探讨河外星系物理等。

处于学习阶段的读者可能被要求对某一频率的微波谱线作观测，本书希望读者不仅了解谱线的频率而且知道是哪个原子、分子或离子的哪两个能级之间的跃迁导致谱线的生成以及谱线形成所需要的物理条件。进入研究阶段的读者可能想要研究某个或某类天体，本书希望读者知道应选择哪些原子、分子或离子的哪些谱线进行观测来达到他们的研究目标。本书希望读者能透过在源区形成后，经长距离输运过程到达观测仪器的纷繁多姿的谱线对天体的物理状态做出诊断。

本书比较适合已有量子力学及其在原子与分子结构方面应用的基本知识的读者。为方便读者，书后备有附录，以便查阅。



目 录


PDG

第一章 天体的原子微波谱线

氢是宇宙中最丰富的元素，论质量，氢在宇宙中约占 73%，论原子数约占 92%。氢元素在宇宙中可能以氢原子、氢离子或氢分子形式存在，还可以与其他元素组成分子。本章主要讨论如何通过对氢原子微波谱线的观测与研究，了解天体物理条件（Didkey & Lockman 1990），同时也讨论其他有关原子微波谱线的研究方法和意义。有关天体原子微波谱线的基础知识可参考附录 A.1 和 A.2 节。

1.1 氢原子的微波谱线——H 的 21 cm 线

H 原子中的电子处于基态[n=1,l=0 即$(1s)^1$]，若电子与质子的自旋互相平行，处于超精细分裂双能级的高能级(1) $^2S_{1/2}$ F=1；若电子与质子的自旋互相反平行，处于超精细分裂双能级的低能级(0) $^2S_{1/2}$ F=0。H. C. van de Hulst 1945 年首先指出在不太靠近热星的星际空间，氢原子相对丰富，且大多数处于原子基态，因此可以探测到跃迁 $^2S_{1/2}$ F=1→0（图 A.1）。该谱线 1950 年由物理学家在实验室生成，并证认其频率ν_{10}是 1420.405MHz，对应的波长为 21.11cm。1951 年 3 月，哈佛大学 Ewen 和 Purcell 报道在星际空间探测到这条 H 谱线，同年 5、6 月荷兰、澳大利亚科学家也报道了对此谱线的成功观测。

基态氢原子 21cm 超精细结构线是其唯一的射电谱线。在 Gaussian 轮廓下，21cm 线在谱线中心的不透明度τ由（A.35）式推演得

$$\tau = 5.2\times10^{-19}\frac{N_{\rm H}}{\Delta\nu T_s} \tag{1.1}$$

其中T_s是自旋温度（K），$\Delta\nu$是谱线的半峰全宽（km s^{-1}），$N_{\rm H}$是 H 的柱密度（cm^{-2}）。典型情况下$T_s \geqslant 50$K，$\Delta\nu \approx 10$km s^{-1}，线中心没达到不透明，$N_{\rm H}$便要大于10^{21} cm^{-2}。通常 21cm 线具有中等或偏低的不透明度，它的一个谱线有多个线分量，包含令人炫目的运动学细目。

1.1.1 21cm 发射线的观测

氢原子在银河系中无所不在，21cm 跃迁的低能量、长寿命及其在多数方向激发温度高于射电连续谱亮温度的特性，使得它的发射线虽然透明度低，仍能在每个方向探测到。21cm 线是射电天文中最强的热谱线。它的亮温度的峰值从不低于 0.5K，在低纬度处会高达 125K。

一个连续口径单天线望远镜在 1km s^{-1} 分辨率下，噪音为 $\Delta T_b \approx 0.5t^{-1/2}$K($t$ 是积分时间，单位为秒)。一个现代单天线望远镜一分钟的积分，对银极信噪比是 15，对银道面可超过 1500。如果用射电干涉仪或综合孔径，例如以 VLA 观测 21cm 发射线，在 1 km s^{-1} 通道内亮温度噪音为 $\Delta T_b \approx 100\times[\mathrm{HPBW(arc\ min)}]^{-2}(t^{-1/2})$K。 由此可见，提高综合孔镜望远镜的角分辨率会降低望远镜对表面亮度的灵敏度。若 HPBW（天线射束的半峰全宽）在 21cm 为 1'，取得来自直径 1'的云中 1K 银河系 H Ⅰ 21cm 线的 3σ 结果，需要 6 个小时。

射电望远镜在各非主瓣方向的旁瓣响应会影响 H Ⅰ 21cm 线的发射测量，这就是所谓杂散辐射（stray radiation）效应。大望远镜的设计中，正力求减小杂散辐射。

如果在视线方向前面是一个高不透明度的冷云，其后则是一个低不透明度的热云，那么观测到的是一个自吸收的谱线轮廓。如果冷、热云的相对位置反过来，观测到的将是两个谱的叠加。

1.1.2 21cm 吸收线的观测

指向亮连续射电源观测 H Ⅰ 21cm 线可能得到吸收线。速度为 v 的相对连续谱信号水平的 21cm 线亮温度 T_b 混有发射与吸收，

$$\Delta T_b=[T_s - T_0][1 - e^{-\tau(v)}] \tag{1.2}$$

其中 T_0 是连续源对射束的平均亮温度，T_s 是自旋温度（附录 A.2）。如果 $T_0 > T_s$ 且光深 τ 又高，则吸收占优势。多数望远镜测量点连续源在 21cm 的平均亮温度

$$T_0 \approx 100\ S(\mathrm{Jy})[\mathrm{HPBW(arc\ min)}]^{-2} \tag{1.3}$$

典型的亮河外射电连续源有几个 Jy，假设单天线望远镜的射束约 3'.2，因此 T_0 只有几十 K（特殊方向除外）。于是 T_0 要比典型的 T_s 值小， 单天线即使指向亮连续源也是测到一个被吸收降低了的发射谱线轮廓。

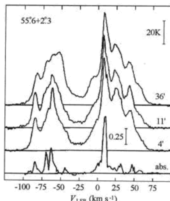


图 1.1 低银纬位置的 21cm 的发射与吸收谱线轮廓（Didkey & Lockman 1990）

图 1.1 的指向是低银纬（l，b）=(55.°6, +2.°3)。三条发射线的角分辨率分别为 36'，11'和 4'。吸收线是对一个张角小于 0."1 的河外源测量的。发射线以亮温度为纵坐标，并绘出 20K 标记。吸收线的轮廓已被倒置，纵坐标是 $1-e^{-\tau}\approx\tau$，并绘出 τ=0.25 的标记，它是用 VLA 经 1hr 积分得到的。虽然角分辨率不同，三条发射线的差别不很大。吸收线却与它们有较大的差别，这种差别并非渊源于角分辨率而是由于吸收谱偏重于最冷的 H I 区。

1.1.3 H I 柱密度

从21cm线的观测,可以推导出的一个主要的物理量是H I 的总柱密度或在特定速度,特定分量的 H I 的柱密度。如果在研究方向的 21cm 线是光学薄的, 柱密度可通过亮温度对速度的积分得到(A.37 式)。

若 T_b 只不过几十度或更低，光学薄的假设不算太差。在对光深作一级修正时,常对谱线采用一个常数 T_s。在分析发射线的大尺度巡天数据时,常采用的 T_s 值在 120～150K 范围内。采用光学薄近似，在无需计入自吸收的情况（a）下，N_H 值会被低估了 10%；在有前景冷云需要考虑自吸收的情况（b）下，光学薄假设会使 N_H 值低估了 20%。作为修正，若假设气体是等热的，T_s=125K，对（a）N_H 会被高估 5%；对（b）会被低估 10%。

在多数方向，若从光学薄出发推算所观测发射谱的 N_H 值，为计入自吸收通常应乘 1.1～1.3 的因子。平均 H I 柱密度 N_H 值的百分比分布和平均 H I 柱密度的在银纬上的分布见图 1.2 和图 1.3。

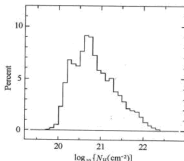


图 1.2　H I 天空的 1° × 1° 的平均 H I 柱密度 N_H 值的百分比分布（Didkey & Lockman　1990）

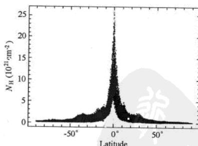


图 1.3　银纬上 1° × 1° 的平均 H I 柱密度的分布（Didkey & Lockman 1990）

1.1.4　氢原子与分子的相互关系

H 的 21 cm 线为了解宇宙氢原子分布提供有效的途径，科学家通过发展综合孔径技术，大力开展巡天工作（例如 Hartmann & Burton 1997, Higgs 1999, Dickey *et al.* 1999，等）以追求对该研究目标的更深入、更全面和更

精细地认知。然而宇宙氢原子分布，并不等同于宇宙氢分子、氢离子的分布。图 1.4 描述 H_2 和 H 的表面密度与银心距离 R 的函数关系[参考 Dame(1993)]。其中 H 的表面密度数据源于对 H 的 21 cm 线的直接观测。至于冷宇宙的 H_2，由于没有可供直接观测的射电谱线，它的数据则是通过对 CO 分子的观测，间接推算得到的。从 CO 推算 H_2 的表面密度，用了一个熟知的 X－因子，X= N（H_2）/ $\int T_b(\mathrm{CO})\mathrm{d}v$ 单位为 $\mathrm{cm^{-2}/(Kkms^{-1})}$。用在图 1.4 的 X 值为 $2.3\times10^{20}\,\mathrm{cm^{-2}/(Kkms^{-1})}$。如果采用 X 值的近期研究结果$(1.7\sim1.9)\times10^{20}\,\mathrm{cm^{-2}/(Kkms^{-1})}$，那么图 1.4 中，$H_2$ 的柱密度在任何位置都低于原子氢。利用这个较低的 X 因子，银河系的总 H_2 质量为 $1.0\times10^9 M_\odot$，而总 H 质量为 $5\times10^9 M_\odot$。

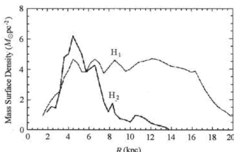


图 1.4　H_2 和 H 的表面密度与银心距离 R 的函数关系(参考 Dame 1993)

1.1.5　H Ⅰ 21cm 线的 Zeeman 效应

鉴于氢原子在银河系中无所不在和 H Ⅰ 21cm 线是射电天文中最强的热谱线，自然要研究通过 H Ⅰ 21cm 线的 Zeeman 效应来测星际磁场的可能性。但是星际磁场在视线方向的分量只会使 21cm 线的两个圆偏振产生很小的频率差 $2.8\mathrm{Hz}(\mu\mathrm{G})^{-1}$。典型的几个 μG 的星际场造成的 Zeeman 谱线劈裂比 H Ⅰ 21cm 线的线宽要小两个数量级。即使 $B_\parallel$ 相对强，例如有 10μG，圆偏振的较差信号幅度仅为总发射亮度的 10^{-3}，因此测量 Zeeman 劈裂所需时间是测量 H Ⅰ 21cm 线的 10^6 倍。这一切说明了测量 H Ⅰ 21cm 线的 Zeeman 效应的难度。经过巨大的努力（例如 Troland & Heiles 1982, Heiles C. 1987），一些望远镜能对圆偏振信号作仔细定标，并能对一个频

谱作许多天的长时间积分，正在用来测量这个效应。

测量到的磁场强度典型的范围是 10～100 μG，由于冲击波的原因，磁场集中于 H I 壳层或子壳层的表面，呈纤维状结构。典型的磁场压力约 10^4cm^{-3}K，比典型值为$(2\sim3)\times10^3$ cm^{-3}K 的 H I 气体中的热压力高；也比由 21cm 线宽体现出来的，典型值为$(2\sim5)\times10^3$ cm^{-3}K 的宏观及湍流运动的等价压力高。使用 Westerbork 综合孔径望远镜，通过 21cm 吸收线描绘了非常亮的超新星遗迹 Cas A 的磁场分布图(Schwarz *et al.* 1986)，其中磁场较强处的位置与镶嵌在冷 H I 云中的分子丛相对应。VLA 对 Orion (van der Werf and Goss 1989) 和 W3 (van der Werf and Goss 1990)的 H I 21cm 线的 Zeeman 效应的研究再次表明磁压力足够克服围绕这些 H II 区的大范围里的气体压力、大体积运动压力和引力。场的小尺度结构类似毛发绞成一团，可能是近期附近的恒星形成所造成的。

1.1.6　河外 H I 21cm 线

河外星际气体分布与运动的大尺度（kpc 以上）研究主要通过 H I，当然 CO 分子转动谱线的成图资料也起到补充作用。若一星系距离为 D(单位 Mpc)，且 H I 21cm 线是光学薄，在射束θ(arc sec)内 H I 的总质量

$$M_{\rm HI}=5.3\times10^2D^2\theta^2\int T_{MB}{\rm d}v \tag{1.4}$$

对相对近的星系的成图观测表明：H I 并不是集中在中心；在孤立的旋臂星系中 H I 的范围比光学范围大；许多旋臂星系中 H I 的分布在外部出现畸变；相距几十 kpc 的星系间发现 H I 互相连接和成桥；多数旋臂星系远离中心处转动曲线显得平坦，可见光指数性减弱，然而相互作用系统的转动曲线呈现下降；成团星系与团外同类星系相比较，呈现出 H I 的短缺。

1.1.7　其他有关研究课题

在红移非常高（z>>20）的情况下，中性氢是均匀分布的。星系与星系团的大尺度结构是由初始不均匀通过引力塌缩而形成。当红移 $z\leq10$ 可以通过原子氢的红移 21cm 发射线来研究宇宙中的不均匀性(Bagla 1999)。

类星体的 H I 21cm 吸收线提供宇宙中重子物质分布的有效信息。那里的中性氢柱密度约 10^{13}cm^{-2}～10^{22}cm^{-2}，但是每一千条 H I 21cm 吸收线中，N（H I）> 10^{21}cm^{-2} 的只有一条。虽然如此，H I 21cm 吸收线依然为我们了解高红移宇宙提供了重要的途径。用当代射电干涉仪（空间分辨率几 pc 到几 kpc）配以新的（速度分辨率 10m s^{-1}）频谱仪可以通过红移

的 21cm 吸收线研究居间星系。Carilli *et al.*（1999）对红类星体探测原子氢的红移 21cm 吸收线，成功率约 80%。

活动星系核（AGN）与星暴也包含中性气体。使用分米波综合孔径仪器（例如 MERLIN，VLA，AT）可以研究 H Ⅰ 21cm 吸收线。在活动星系核中，特别是赛弗特（Seyfert）星系，根据对吸收线的观测结果，通过模型计算可研究维持活动性的燃料的输运机制和中央引擎的质量上限等物理问题。在星暴的情况下，通过对中性气体动力学的研究来讨论星暴的燃料问题。但是由于目前仪器的限制，这类研究还只限于低红移对象（Pedlar *et al.*1999）。图 1.5 的连续谱图证认了星暴星系 NGC 3628 的 16 个成分；而 H Ⅰ 21cm 吸收线谱表明那里有两个分立的结构，其一速度梯度为 1270 km s^{-1} kpc^{-1}，而另一个属于气体的旋臂，由星系中心向外扩展。

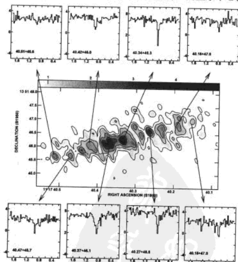


图 1.5　星暴星系 NGC 3628 连续谱图(角分辨率 0.26×0.16 arc sec)和选择的 H Ⅰ 吸收谱(Pedlar *et al.*1999)

1.2 其他原子射电谱线

表 A.1a（见附录）列出若干射电原子超精细结构谱线，D Ⅰ 327 MHz 线是 H 21cm 线的同位素 D 的对应线。D 在宇宙学上有重要的地位，但对 327 MHz 的搜索并未成功，其原因可能是因为宇宙中的 D 是以分子 HD 的形式出现的。$^3He^+$超精细结构线在一些源已被探测到。He 因其化学惰性，不会以分子形式出现。

表 A.1b （见附录）列出若干 C 的射电原子精细结构谱线。 碳原子的 $^3P_2$ - $^3P_1$ 809.34 GHz 线和 $^3P_1$ - $^3P_0$ 492.16 GHz 线均处于亚毫米波段(图 A.2，见附录)。上述三能级高于基态的能量值分别为 E($^3P_0$)/k= 0K、E($^3P_1$)/k= 23.6K 和 E($^3P_2$)/k= 62.5K。求解 N（C Ⅰ）需要已知T_{ex}，原则上只有多谱线观测才能得到对T_{ex}的比较精确的估计。例如已观测得到碳原子的 $^3P_1$ - $^3P_0$ 492.16 GHz 线和 $^3P_2$ - $^3P_1$ 809.34 GHz 线的主射束亮温度峰值分别为T_{mb1},T_{mb2}。假设两线的激发温度相等，则T_{ex}可以通过关系式（1.5）用数值法求解。

$$1.28e^{-\frac{23.6}{T_{ex}}}\frac{1-e^{-\frac{38.9}{T_{ex}}}}{1-e^{-\frac{23.6}{T_{ex}}}}=\frac{\ln\left\{1-\dfrac{T_{mb2}(e^{\frac{38.9}{T_{ex}}}-1)}{38.9}\right\}}{\ln\left\{1-\dfrac{T_{mb1}(e^{\frac{23.6}{T_{ex}}}-1)}{23.6}\right\}} \tag{1.5}$$

White & Sandell (1995) 通过他们使用 JCMT(James Clerk Maxwell Telescope) 15m 测得猎户座 IRc2 的 T_{mb1} 值和 Zmuidzinas *et al.* 1988 使用 KAO（NASA Kuiper Airborne Observatory）测得的 T_{mb2} 值，$T_{mb1}=12.5\text{K}, T_{mb2}=9.7\text{K}$，由（1.5）式求出最佳拟合的$T_{ex}\geqslant 90\text{K}$，光深分别为 0.27 和 0.39。

如果只在地面对 $^3P_1$ - $^3P_0$ 492.16 GHz 线作观测，需要假设两谱线的激发温度 T_{ex} 相等及两谱线是光学薄的，才可对碳原子的柱密度作出计算。根据上面的讨论可以估计由上述假设所引入的有限误差。进一步假设 C 原子均布居在最低的三个能级里，即高于 ^3P 的能级的布居数为零，则对应的配分函数 Z = 1+ 3exp(−23.6/T_{ex})+ 5exp(−62.5/T_{ex})。射束内 C Ⅰ 的平均柱密度可通过式（1.6）来计算（Keene *et al.*1985）。

$$N(C\,I)=1.9\times10^{15}\{e^{\frac{23.6}{T_{ex}}}+3+5e^{-\frac{38.9}{T_{ex}}}\}\frac{\tau}{(1-e^{-\tau})}\int T_{mb}\mathrm{d}v \qquad (1.6)$$

其中$\int T_{mb}\mathrm{d}v$是C I的主射束亮温度对速度的积分，单位：K km s^{-1}，是$^3P_1\rightarrow{}^3P_0$ 492.16 GHz线的测量值。C I的柱密度对T_{ex}值不敏感，White & Sandell (1995)的试验指出，假设T_{ex}(C I)=0.5 T_{ex}(CO)或5 T_{ex}(CO)所引起N(C I)的变化≤10%。分子云中CO分子气体和原子碳C I气体是碳元素的主要储藏所。White & Sandell (1995)一文通过从地面观测CO、^{13}CO、C^{17}O和C^{18}O的J=2→1线，CO的J=4→3线和C I的$^3P_1\rightarrow{}^3P_0$线来研究猎户座OMC1分子云和离化条形区CO和C I的空间分布以及碳元素在两个主要储藏所的丰度比——[C I]/[CO]。其研究结果认为上述区域[C I]/[CO]的典型值是0.05～0.3。猎户座脊的北部的比值较高，沿着靠近HII区的亮条的边缘比值也较高。比值[C I]/[CO]引起天体化学家的广泛兴趣，提出的一些模型，等待充分的观测结果来分析、证认。

第二章　射电复合谱线

射电复合线为研究 HⅡ区和行星状星云提供了一个重要手段。本章 2.1 节首先介绍 20 世纪 70～80 年代对射电复合线的一些基础研究成果（Roelfsema 1987, Rohlfs & Wilson 2000），2.2 节介绍通过射电复合线所取得的一些天体物理研究成果。

2.1　射电复合线的研究基础

2.1.1　射电复合线的非 LTE 辐射转移方程

由于随着主量子数 n 的增加，碰撞截面增大而辐射跃迁几率下降，高能级的布居趋于热平衡并以温度 T_e 来表征。T_e 是在 Maxwell 速度定律下描述电子分布的温度，称为电子温度。频率为 ν 的射电复合线的辐射转移方程也是由(A.8)式给出，其中的 κ_ν 与 ε_ν 应是谱线加连续谱的吸收与发射系数。由于复合线的形成区实际并非 LTE，为此引进 LTE 吸收与发射系数 κ_ν^* 与 ε_ν^* 以及 LTE 偏离系数 b_n 和 β_n 来近似描述非 LTE 的情况。κ_ν^* 与 ε_ν^* 是热平衡的因此满足（A.9）式，即

$$\varepsilon_\nu^* = \kappa_\nu^* B_\nu \quad (T) \tag{2.1}$$

LTE 偏离系数 b_n 和 β_n 的定义如下

$$b_n = N_n \,/\, N_n^* \tag{2.2}$$

其中 N_n^* 是 LTE 下 n 能级的布居数，N_n 是 n 能级的实际布居数。

由此可见复合线的体发射系数为

$$\varepsilon_\nu = A_{n+\Delta,n}\, N_{n+\Delta}\ \ h\nu\ \phi_\nu\ /4\pi = b_n \varepsilon_\nu^* \tag{2.3}$$

复合线的每单位长度的吸收系数为

$$\kappa_\nu = c^2 A_{n+\Delta,n}\,[(N_n/g_n) - (N_{n+\Delta}\ /g_{n+\Delta})]\, g_{n+\Delta}\ \ h\nu\ \phi_\nu /(8\pi\nu^2) \tag{2.4}$$

其中

$$N_{n+\Delta}\ /\ N_n = (b_{n+\Delta}\ /b_n)(\,N_{n+\Delta}^{\ *}\ /\ N_n^*)$$

$$= (b_{n+\Delta}\ g_{n+\Delta}\ / b_n g_n) \exp(-h\nu / \kappa T_e) \tag{2.5}$$

由(2.1)，(2.3) 式得

$$\kappa_\nu^* = \varepsilon_\nu^* / B_\nu\ (T)$$

$$= (A_{n+\Delta,n} N_{n+\Delta}\ h\nu\ \phi_\nu / 4\pi b_n) \cdot (c^2/2h\nu^3) [\exp(h\nu / kT_e) - 1] \tag{2.6}$$

由(2.4)～(2.6)式推演出复合线的吸收系数为

$$\kappa_\nu = b_n \beta_{n,n+\Delta} \kappa_\nu^* \tag{2.7}$$

其中

$$\beta_{n,n+\Delta} = [1 - (b_{n+\Delta}\ / b_n) \exp(-h\nu / kT_e)][1 - \exp(-h\nu / kT_e)]^{-1}$$

若 $h\nu << kT_e$

$$\beta_{n,n+\Delta} = 1 - kT_e (b_{n+\Delta} - b_n) / (h\nu\, b_n)$$

若 $n >> \Delta$ 上式可近似写为

$$\beta_n = 1 - k T_e [\mathrm{d}(\ln(b_n)) / \mathrm{d} E_n] \tag{2.8}$$

其中 $E_n = h\nu$,即跃迁能。

HⅡ区和部分离化区在常见的温度、密度等物理条件下的偏离系数 b_n 和 β_n 可参考 Salem & Brocklehurst (1979)。

2.1.2 辐射转移方程的求解

假设有一个被亮温度为 T_0（ν）的背景源照射的均匀和绝热的云，它的连续谱和谱的亮温度（T_c）和（T_l）分别为

$$T_c = T_0(\nu) \cdot e^{-\tau_c} + T_e \cdot (1 - e^{-\tau_c})$$

$$T_l(\nu) = T_0(\nu) \cdot e^{(-\tau_c - b_n \beta_n \tau_l^* \phi(\nu))}$$
$$+ T_e \cdot (\tau_c + b_n \tau_l^* \phi(\nu)) \cdot \frac{1 - e^{(-\tau_c - b_n \beta_n \tau_l^* \phi(\nu))}}{\tau_c + b_n \beta_n \tau_l^* \phi(\nu)} - T_c \tag{2.9}$$

显然想从观测到的线与连续谱亮温度通过解（2.9）方程直接求得电子密度和温度是非常复杂的。这种方程或许可以用对密度和温度的起始估计通过迭代得出理论亮温度与观测值作比较来求解，也可以在简化假设的基础上来求解。

最简化的假设：低光深（$1 >> \tau_c >> \tau_l^*$），热平衡（即 b_n=1， β_n=1）并且无背景源（T_0=1），于是观测到的线对连续谱的亮温度比为

$$\frac{T_l(\nu)}{T_c}=\phi(\nu)\cdot\frac{\tau_l^*}{\tau_c} \tag{2.10}$$

如果排除热平衡假设,而考虑非热平衡效应,(2.10)式将变成

$$\frac{T_l(\nu)}{T_c}=\phi(\nu)\cdot\frac{\tau_l^*}{\tau_c}\cdot[b_n\cdot(1-\frac{\beta_n\cdot\tau_c}{2})] \tag{2.11}$$

一些计算表明非热平衡虽然会改变线强度的峰值,但是压力变宽将几乎完全抵消这一效应,于是在银河系的许多 HⅡ区可不必作非热平衡修正。β_n可作为密度的选择器。对于高密度,β_n在高频(低主量子数)时变得比较负;而对于低密度,β_n在低频时变得最负。因此(2.11)式的受激发射项$\beta_n\tau_c/2$在高密度区对高频变得重要,在低密度区对低频变得重要。

2.1.3 离化气体云的光深

离化气体云的自由—自由连续谱光深$\tau_c=\int_0^L k_c(s)\mathrm{d}s$为

$$\tau_c=8.235\cdot10^{-2}\cdot E\cdot\alpha(\nu,T_e)\cdot T_e^{-1.35}\cdot\nu^{-2.1} \tag{2.12}$$

式中的$\alpha(\nu,T_e)$数值可查阅 Mezger & Henderson(1966), T_e是电子温度(单位:K),ν 是频率(单位:GHz)。若云的电子密度$n_e(\mathrm{cm^{-3}})$,沿视线方向的尺寸 L(pc),发射量 E 由(2.13)式表示

$$E=\int_0^L n_e(s)^2\mathrm{d}s \qquad (单位:\mathrm{pc\,cm^{-6}}) \tag{2.13}$$

原子样品 X 的一价离子由主量子数 $n+m$ 至 n 的 LTE 复合线光深

$$\tau_l^*(\nu)=\tau_l^*\cdot\phi(\nu)$$

$$=1.064\cdot10^7\cdot n_{X^+}\cdot n_e\cdot T_e^{-2.5}\cdot mK(m)\cdot\exp(\frac{157900}{n^2T_e})\cdot\phi(\nu) \tag{2.14}$$

其中n_{X^+}是离子X^+的数密度($\mathrm{cm^{-3}}$)。通常$\frac{157900}{n^2T_e}$非常小,所以指数项可以近似为 1。$\phi(\nu)$是线形因子($\mathrm{Hz^{-1}}$)。$mK(m)$值见表 2.1。

表 2.1 **$mK(m)$值**（Brocklehurst & Seaton,1972）

M	1	2	3	4	5
$mK(m)$	0.1908	0.05266	0.02432	0.01397	0.00906

2.1.4 射电复合线的外形

均匀离子气体团的基本线外形是 Gaussian 的，其线形因子为

$$\phi(\nu)=\frac{2}{\Delta\nu_D}\sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}}\cdot e^{-4\ln(2)(\nu-\nu_0)^2/\Delta\nu_D^2}\quad(\mathrm{Hz}^{-1})\tag{2.15}$$

式中ν_0是线的静止频率，$\Delta\nu_D$是线的 Doppler 半峰全宽（FWHM）单位：Hz。射电复合线的 Doppler 线宽通常比由离子气体的电子温度对应的热线宽要宽。

在低密度区大线宽归结为气体中的湍流。HII 区的 r.m.s. 湍流速度$\langle v_t\rangle$为

$$\langle v_t\rangle=\sqrt{\frac{\Delta V_D^2}{4\ln(2)}-\frac{2\cdot k\cdot T_e}{M_X}}\quad(\mathrm{km\ s^{-1}})\tag{2.16}$$

其中 Doppler FWHM $\Delta\nu_D$ 单位为 km s^{-1}，k 为 Boltzmann 常数，k=1.38×10^{-16} erg K^{-1}。

在高密度区，处于高能原子轨道的电子的谱线因碰撞或压力变宽，此时的线形因子变成一个 Voigt 函数

$$\phi(\nu)=\frac{2}{\Delta\nu_D}\sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}}H\left(\sqrt{\ln(2)}\frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D},2\sqrt{\ln(2)}\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D}\right)\quad(\mathrm{Hz}^{-1})\tag{2.17}$$

式中的
$$H(a,\ x)=\frac{a}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{(-y^2)}}{a^2+(x-y)^2}\,\mathrm{d}y\tag{2.18}$$

在线中心 x=0，函数近似为

$$H\left(\frac{\gamma}{\sqrt{\pi}},0\right)\approx(1+2.47\cdot\gamma^{1.13}+\gamma^{2.8})^{-1/2.8}\tag{2.19}$$

其中$\gamma=\sqrt{\pi\ln(2)}\cdot\Delta\nu_L/\Delta\nu_D$。$\Delta\nu_L$和$\Delta\nu_D$分别为线形的 Lorentz 及 Doppler 分量的 FWHM（单位：km s^{-1}）。对于 Doppler 温度T_D，

$$\frac{\Delta V_L}{\Delta V_D} = 0.142 \cdot (\frac{n}{100})^{7.4} \cdot (\frac{10^4 K}{T_e})^{0.1} \cdot (\frac{n_e}{10^4 \text{cm}^{-3}}) \cdot (\frac{M_X}{M_H})^{\frac{1}{2}} \cdot (\frac{2 \cdot 10^4}{T_D})^{\frac{1}{2}} \tag{2.20}$$

由（2.20）式可见在均匀高密度区，高主量子数（低频）复合线会非常宽，较难观测。然而对于一个密度不均匀分布的 HⅡ区，压力变宽主要是减低了线的峰值，谱线外形接近 Gaussian 线形。因此如果观测到了宽的 Voigt 线形，那么该谱线是来自离子气体的均匀高密度团块。

2.2 射电复合谱线提供的物理信息

2.2.1 由射电复合谱线观测量推导 T_e

LTE 电子温度 T_e^* 可表示为观测量 $T_c, T_l \ \Delta V_G$

$$T_e^* = [6943 \ \nu^{1.1} \frac{T_c}{T_l \cdot \Delta V_G} \cdot \frac{1}{1+Y^+}]^{0.87} \tag{2.21}$$

其中 T_c 和 T_l 分别为连续谱和谱线的亮温度，ΔV_G 为 Gaussian 谱线轮廓的 FWHM，Y^+ 是一价氦离子数的丰度。经非 LTE 效应修正后，实际电子温度 T_e 的估计值为

$$T_e = T_e^* \cdot \left[b_n \cdot \left(1 - \frac{\beta_n \tau_c}{2}\right)\right]^{0.87} \tag{2.22}$$

τ_c 为连续谱光深。

推导得到银河系 HⅡ区的电子温度约 4000～13000K。特别亮的猎户座星云的致密部分，T_e=9000K，电子数密度 N_e= 2×10^4 cm^{-3}；而低可视度的 NGC 6604 T_e=4000K，N_e= 10^2 cm^{-3}。

2.2.2 He 复合线的观测与 He 丰度

除 H 以外元素 He 和 C 的复合线在天体物理研究中的作用也是不可忽视的。Balser *et al.* (1994)使用 NRAO 在 Green Bank 的口径 140 foot（43m）射电望远镜测的 W3 的 C、He 和 H 的复合线谱（图 2.1），显示了 HⅡ区三元素相同复合线的相对强度与相互关系。

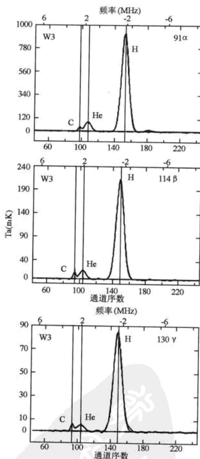


图 2.1　在 8.7GHz 波段 W3 的 C、He 和 H 的 91α 、114β和 130γ 复合线谱[Balser *et al.* (1994)]

约占星际气体10%的He的丰度在宇宙学过程和星系演化的研究中具有重要的意义。He的第一电离能为24.6eV。一光子若能电离He，则必定也能电离H；反之却不一定。假设HII区与HeII区处于同一范围，具有相同的激发条件，引进与复合线观测量有关的He的视丰度$T(He^+/H^+)$，

$$T\left(\frac{He^+}{H^+}\right)\equiv\frac{\int T_L(He)d\nu}{\int T_L(H)d\nu} \tag{2.23}$$

式中的积分覆盖全部线轮廓，且对H与He的观测使用同一望远镜，针对同样跃迁的复合线。接下来的问题是将观测量视丰度$T(He^+/H^+)$转化为离子丰度$N(He^+)/N(H^+)$，进一步得到总元素丰度[He/H]。

2.2.3 C与其他重元素的复合线区与分子云

C复合线与H复合线的强度比随n而变化。C复合线的速度往往与同视线方向的分子线速度相符，却不同于来自H或He线的速度；它的谱线宽度与分子线相似，却比来自HII区的谱线窄得多。C复合线的强度不仅取决于该区域的物理条件而且与CII区沿视线方向的位置有关。假如有一个星，与它最接近的是（HeII+HII+CII+重离子）区，其次是（HII区+CII+重离子），再其次是（CII区+重离子+ 原子、分子区）。对冷的气体而言，HeII区将不存在，再加上对元素相对丰度的考虑，我们可以简单地描述为（星）—（HII区）—（CII+原子、分子区）。在HII区方向发现了不少CII区，在中等密度（10^5cm^{-3}）下，其电子密度约$10cm^{-3}$，温度不超过200K。CII区的存在也可能与早期B型星有关。在致密分子云中也有CII区嵌入，其激发星是伴有来自尘埃颗粒远红外热发射的近红外点源。若CII区在HII之前，C复合线的强度要考虑来自HII区背景连续谱的影响。图2.2是在Cas A方向、在16.7～30MHz探测到的低频、高n的C射电复合吸收线(Коноваленко 1984)。由此，原子物理学中的高里德堡原子（n高达732）在射电天文观测中，借助于HII区背景连续辐射通过射电复合吸收线的形式得以显示。

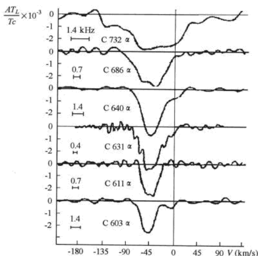


图 2.2　Cas A 的 C 732α、C 686α、C 640α、C 631α、C 611α 和 C 603α 吸收线(Коноваленко 1984)

2.2.4　H II 区的射电复合线

cm 波段的射电复合线适合于作为探针去确定致密 H II 区的物理参数。例如当电子密度 $n_e=10^{4\sim5}\text{cm}^{-3}$，受非—LTE 或压力变宽的影响相对的小,通过它们可以对致密 H II 区的电子温度作出较好的估计。结合对低频射电复合线的观测与研究还可以得到该区域的密度。Salem and Brocklehurst 1979 适合于主量子数 n=50～300 和电子密度 $n_e=10\sim10^5\text{cm}^{-3}$。然而，20 世纪 80 年代末对射电复合线的观测已可达到1mm波段。Martin Pintado *et al.*(1989) 在 1.17～1.42mm 波段对 MWC 349 的观测发现 H31α、H30α 和 H29α 的流量密度比 H41α（3.29mm）至少高 50 倍,而且线外形随波长由长到短而变为双峰。因此可以估计在 1mm 波段受激发射在谱线的辐射转移中起了作用。为此, Walmsley (1990)将对类氢原子能级布居的计算扩展到主量子数 n=20～80 和电子密度 $n_e=10^4\sim10^{8.5}\text{cm}^{-3}$。Gordon & Walmsley（1990）对

W3、NGC 1976、 NGC 2024、Sgr B2、 M17、W49和DR 21等HⅡ区的2和3mm波复合线用IRAM 30m望远镜进行观测，其结果与在cm波观测基础上建立起来的非LTE模型相符。图2.3是其中W3区的mm波复合线。

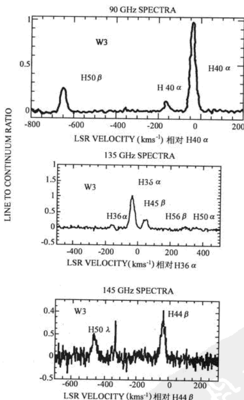


图2.3 W3的mm波复合线（Gordon & Walmsley 1990）

为研究密度低并有强连续背景源的部分离化介质，选用低频射电复合线是比较合适的。这类区域发射线因受激发射而大大增强，因此邻近 HⅡ 区的部分离化介质也可通过观测低频射电复合线来研究。

为了了解 HⅡ 区的 He 丰度，一个可行的方法是测量 He 和 H 射电复合线的强度比。这个方法已用来研究星系中的丰度梯度。采用该方法的前提是 He 的分布相对均匀；HⅡ 和 HeⅡ 区有一个简单的离化结构以及 H 与 He 的线转移是相同的。用高空间分辨率和高灵敏度技术观测 He 射电复合线，可以判断上述假设前提是否成立。如果线足够强，可以借以了解速度场，从而检验 HⅡ 区的动力学模型。

2.2.5　河外射电复合线

由于射电复合线是离化气体的重要诊断探针，科学家努力将射电复合线的观测推向河外。射电复合线通常很弱又很宽，探测难度很大。但是如果视线到远距离的被观测天体中有一个 HⅡ 区存在，那里近期在核内有恒星形成发生，于是观测到的流量密度 S_0 应为

$$S_0 = S_i \exp(-\tau_c - \tau_L) \tag{2.24}$$

S_i 是没有 HⅡ 区在前面的情况下应该观测到的源的流量密度。此情况下被观测的源的流量密度受到 HⅡ 区的自由—自由光深和复合线光深之和的衰减。由于 HⅡ 区的泵浦，负的 τ_L 出现了，被观测的源在复合线频率下的流量密度 S_L 的衰减比之其他频率的要小，

$$S_L = [S_i \exp(-\tau_c)]\exp(|\,\tau_L\,|) \tag{2.25}$$

这就是受激复合射电发射谱线。由于受激发射谱线会得到极大的放大，很远的星系（例如 M82）也会变得可观测的了。通过射电复合线观测和模型计算，M82 的电子密度数量级为 10^2cm^{-3}，推导得到的温度约 5000K。星系 NGC 253 的射电复合线强度的观测结果可通过在核心处的连续源造成的受激发射来理解。

类星体与活动星系核含有大量离化气体，会产生射电复合线。由于它们都离得很远，难于探测到自发发射的射电复合线，但是如果视线到远距离的被观测天体中有一个 HⅡ 区存在，产生了得到极大地放大了的受激发射射电复合线，观测便是可能的了。

第三章　星际与拱星微波受激辐射（MASER，脉泽）

谱线的辐射机制有热与受激辐射之分。关于分子谱线，本书首先展示微波受激辐射（MASER，脉泽）线。Weaver *et al.* (1965) 和 Gundermann (1965) 在 λ=18cm 对几个 H II 区探测到强的 OH 发射线。Perkins, Gold & Salpeter(1966)和 Litvak(1966)以脉泽放大机制来解释这些令人费解的现象。脉泽发生在小的点源，通常与恒星形成区或演化星拱星包层成协，除了光度高还具有谱线窄、时变和高度偏振的特点。脉泽是恒星形成区与演化星拱星包层物理条件的最好的探针，提供了恒星诞生与死亡的珍贵信息。它对于河外活动星系核的研究更有其独到的功能。由于脉泽源的角尺寸极小，它们还可以用来研究星际散射和测量距离。

Cheung *et al.* (1969)发现 H_2O 是继 OH 之后第二个具有空间脉泽的分子。随后发现的具有空间脉泽的主要分子是 CH_3OH (Barrett, Schwartz & Waters 1971) 和 SiO（Snyder & Buhl 1974）。还有一些分子例如 NH_3、CH、H_2CO、HC_5N 等也被发现能级布居数反转现象（即负激发温度、负光深），但是没有足够的绝对光深值来产生强的脉泽。

银河系典型的 OH 脉泽源的光度是 $L_{OH}\approx10^{-5}L_{\odot}$，$H_2O$ 脉泽源 $L_{H_2O}\approx 10^{-4}L_{\odot}$，而谱线的宽度甚至仅 50kHz。河外星系观测到的巨脉泽（megamaser）的 $L_{OH}\approx10\sim10^{4}L_{\odot}$, $L_{H_2O}\approx10^{2}\sim6\times10^{2}L_{\odot}$。OH 脉泽源的视角尺寸约为 0.″005 (例如 W3)至 >0.″1 (例如 Mira 变星 IRC+10011)，H_2O 脉泽源相对小，约为 0.″0003 (例如 W49)至 0.″003 (例如 Orion A)。相应的线尺寸 OH 为 $10\sim10^{3}$AU，H_2O 为 1～10AU。脉泽源的亮温度 T_b 是以观测得到的流量密度 S_υ 和 VLBI 测出的源的角尺寸 $\Delta\Omega$，通过关系式

$$S_\upsilon=\frac{2kT_b}{\lambda^2}\Delta\Omega \tag{3.1}$$

计算得出。银河系的 OH 脉泽亮温度可达到 10^{12}K，H_2O 脉泽可达到 10^{15} K。随着 VLBI 角尺寸测量精度的改进，计算值会有所提高。与 H II 区成协的 H_2O 脉泽强度的时变尺度可以是几天或几月，变化幅度也很大。

OH 脉泽的时变尺度和变化幅度比 H_2O 脉泽小。与 H II 区成协的 OH 脉泽通常是高度偏振的，各种偏振类型诸如 100%线偏振和 100%圆偏振都可观测到，但高度圆偏振是最常见的。H_2O 脉泽通常不偏振，但有些源有明显的线偏振，例如 Orion A 甚至偏振和强度均有时变。

脉泽的理论研究涉及的是出现能级布居数反转的分子或原子的结构、能级（特别是脉泽跃迁对应的上下能级）；什么机制将处于下能级的分子（或原子）抽运到上能级？天文脉泽的饱和现象；有关脉泽源的光度、尺度、谱线宽度与偏振的解释等等。简而言之就是脉泽的激发与辐射转移过程。

3.1　辐射转移和统计平衡方程

首先在最简化的前提下来做讨论脉泽的辐射转移和统计平衡方程 (Reid & Moran 1981)。脉泽分子有许多能级，而在简化处理中只突出与该脉泽跃迁有关的上下两个能级，而将客观存在的别的能级归结为“其他”能级。输运暂且也只考虑一维过程。

假设某分子脉泽跃迁的上、下能级分别标记为 u 和 l。n_u 和 n_l 分别为上下能级的分子数密度，I_ν 是比强度。于是该谱线的转移方程为

$$\frac{dI_\nu}{dz}=\frac{h\nu}{4\pi}\varphi_\nu[(n_u-n_l)B_{lu}I_\nu+n_uA_{ul}] \tag{3.2}$$

式中 A_{ul} 和 B_{lu} 是对应跃迁的 Einstein 系数，φ_ν 是归一化的谱线外形函数。(3.2)式对频率积分后得到(3.3)式。

$$\frac{dI}{dz}=\frac{h\nu}{4\pi\Delta\nu}[(n_u-n_l)B_{lu}I+n_uA_{ul}] \tag{3.3}$$

其中

$$I\equiv\int I_\nu\varphi_\nu d\nu$$

$$I\Delta\nu\equiv\int I_\nu d\nu \tag{3.4}$$

由于脉泽辐射谱线宽度不会大于 Doppler 谱线宽度 $\Delta\nu_D$，式(3.4)中的 $\Delta\nu\approx\pi^{1/2}\Delta\nu_D$。与标准的辐射转移方程(3.5) 对比，

$$\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}z} = -\kappa I + \varepsilon \tag{3.5}$$

吸收系数 κ 为

$$\kappa = \frac{h\nu}{4\pi\Delta\nu}(n_\mathrm{l} - n_\mathrm{u})B_\mathrm{lu} \tag{3.6}$$

发射系数为

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{4\pi\Delta\nu} n_\mathrm{u} A_\mathrm{ul} \tag{3.7}$$

能级布居的速率方程为

$$\frac{\mathrm{d}n_\mathrm{u}}{\mathrm{d}t} = -(n_\mathrm{u} - n_\mathrm{l})B_\mathrm{lu}J - n_\mathrm{u}A_\mathrm{ul} + R_\mathrm{u}(n - n_\mathrm{lu}) - \Gamma n_\mathrm{u} \tag{3.8}$$

$$\frac{\mathrm{d}n_\mathrm{l}}{\mathrm{d}t} = (n_\mathrm{u} - n_\mathrm{l})B_\mathrm{lu}J + n_\mathrm{u}A_\mathrm{ul} + R_\mathrm{l}(n - n_\mathrm{lu}) - \Gamma n_\mathrm{l} \tag{3.9}$$

n 是脉泽分子的总数密度，R_l 和 R_u 分别是每个分子抽运到状态 l 和 u 的速率，$n_\mathrm{lu} \equiv n_\mathrm{l} + n_\mathrm{u}$。 $J=I(\Omega/4\pi)$，Γ 为脉泽状态的寿命的倒数，即衰减常数。假设 u，l 能级的衰减常数相等，统计权重 $g_l = g_u$。Γ 描述分子从脉泽能级（l 或 u）转移到其他能级，这种跃迁可能由于自发，也可能受到红外或其他更硬光子的感应，还可能由于碰撞等等。

在星际脉泽理论中通常假设能级布居满足稳态速率方程，即 $\frac{\mathrm{d}n_i}{\mathrm{d}t} = 0$，原因是达到稳态所需要的时间比星际脉泽发生强度时变的时标要短得多。但是如果该脉泽发射场有脉冲星，这个假设便不能成立。

将稳态假设 $\frac{\mathrm{d}n_\mathrm{l}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}n_\mathrm{u}}{\mathrm{d}t} = 0$ 用于(3.8)式和(3.9)式，并略去自发跃迁项，则

$$\Delta n = n_\mathrm{u} - n_\mathrm{l} = (n_\mathrm{u} + n_\mathrm{l})\frac{\Delta R}{R}\frac{\Gamma}{\Gamma + 2B_\mathrm{lu}I(\Omega/4\pi)} \tag{3.10}$$

其中 R 和 ΔR 分别为 R_u 和 R_l 的和与差。

假设 κ 和 ε 为常数，在一维空间里解式(3.5)得到

$$I(z) = I(0)e^{-\kappa z} + \frac{\varepsilon}{\kappa}(1 - e^{-\kappa z}) \tag{3.11}$$

脉泽的特性是 $n_u > n_l$，因此由式(3.6)可知吸收系数 $\kappa < 0$，从而光深 κz 亦为负数，于是发生的是指数式的放大而非吸收。通常会在 Rayleigh-Jeans 近似下(A.2 式)，将强度 I 转换到等价黑体的亮温度 T_b，于是式(3.11)便可表示为

$$T_b(z) = [T_b(0) - T_{ex}]e^{-\kappa z} + T_{ex} \tag{3.12}$$

其中激发温度 T_{ex} 的定义为

$$\frac{n_u}{n_l} = e^{-h\nu/kT_{ex}} \tag{3.13}$$

k 为 Bolztmann 常数（参考 A.1.4 及 A.1.6 节）。在出现能级布居数反转的脉泽情况下，$n_u > n_l$，$T_{ex} < 0$。T_b（0）是背景发射的亮温度。由式(3.10)可见布居数的反转程度，即数 n_u-n_l 因 2BI（Ω/4π）超过 Γ 而减小，这就是脉泽达到饱和了。在 Rayleigh-Jeans 近似下引进饱和状态的亮温度 T_s

$$\Gamma = 2B_{lu}I\,(\Omega/4\pi)$$

由式（A.9）、(A.2)以及(A.18)得到

$$T_s = \frac{h\nu}{2k}\frac{\Gamma}{A_{ul}}\frac{4\pi}{\Omega} \tag{3.14}$$

当脉泽未饱和时，$\Gamma > (2B_{lu}I\Omega/4\pi)$，布居数差 Δn_0 由(3.10)式得

$$\Delta n_0 \approx (n_1 + n_2)\frac{\Delta R}{R}$$

饱和时的布居数差 Δn 由(3.10)式得

$$\Delta n \approx \Delta n_0 \Gamma (2B_{lu}I\Omega/4\pi)^{-1} \tag{3.15}$$

即在逐步饱和时，其布居数差是与受激发射速率成反比的，而 κI 和 dI/dz 都与 Ω^{-1} 成正比。如果对一维板状几何而言，脉泽的射束立体角是常数，强度随距离 z 而线性增长；对球或圆柱体的三维几何而言，立体角与距离 z 的平方成反比，强度在饱和区与距离 z 的三次方成正比。

本节是在两能级下，讨论脉泽一维的辐射转移过程。正如 A.1.5 节所指出的，细致的分析，可能有 N 个能级与脉泽的形成有关，需要解 N 个类似（A.28）式的联立方程。本书将在 3.2 节结合 SiO 脉泽，介绍解多能级的辐射转移方程的一个例子。

3.2 SiO 脉泽

3.1 节是在上（u）、下（l）两能级下来解辐射转移方程，本节将结合 SiO 脉泽引进多能级的辐射转移统计平衡方程。SiO 是双原子分子，有关该分子的结构能谱等基本知识可参考附录 A.4。

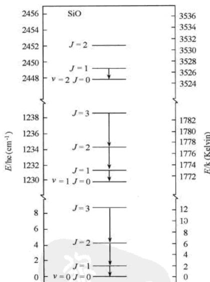


图 3.1　SiO 能级图（$v=0,1,2$）,实线箭头表示脉泽(Moran 1976)

图 3.1 是 v=0，1，2 的 SiO 能级图。表 3.1 列出已探测到的星际与拱星 SiO 脉泽。双原子分子 SiO 转动跃迁的选择律为 $\Delta v=0, \Delta J=\pm1$。虽然振动激发态能级 $E(v)$与基态能级 $E(v=0)$之差相当大 $E(v=1)-E(v=0)=$1800K；$E(v=2)-E(v=0)=$3500K；$E(v=3)-E(v=0)=$5300K；　$E(v=4)-E(v=0)=$

7000K，但是不同振动态 v=0，1，2，3，4，…相同转动线的频率却非常接近。例如 v=0,1,2,3,4，…的 J=1→0 转动线的频率都接近 43GHz（波长 7mm）。

表 3.1 已探测到的星际与拱星 SiO 脉泽

跃 迁	频 率（GHz）
v=3, J= 1→0	42.5193
v=2, J= 1→0	42.82054
v=1, J= 1→0	43.12203
v=1, J= 2→1	86.24335
v=1, J= 3→2	129.36326
v=0, J= 2→1	86.84689

3.2.1 恒星形成区的 SiO 脉泽

虽然大多数的 SiO 脉泽出现在晚型星的拱星包层，但是恒星形成区 Orion KL 却是首先被发现的 SiO 脉泽源。SiO 的 v = 1 和 2 振动激发态的若干转动线在 Orion KL 呈现强脉泽。为了探讨 SiO 振动基态 v = 0 的发射线的性质是热的还是受激发射的，Zeng *et al.* (1987)试图构成一个简化模型，通过解多能级的辐射转移统计平衡方程，寻求能拟合观测结果的最佳物理参数。模型中 IRc2 是一个年轻星正处于恒星形成的最后阶段，其光度为 10^4～$10^5 L_\odot$，质量流失速率为 10^{-4}～$10^{-3} M_\odot \mathrm{yr}^{-1}$。在离 IRc $2\alpha \times 10^{14}$cm 处，膨胀速度超过平均湍流速度，温度降到大约 1500K。离 IRc 2 更远，温度会连续下降。该区域的高熔点物质，诸如 Al_2O_3、$CaTiO_3$ 和 $Ca_2Al_2SiO_7$ 可能凝结成尘埃。因此，对于 SiO 跃迁有影响的因素应包括来自 IRc2、来自尘埃和来自宇宙背景的辐射场。

统计计算共涉及振动态 v = 0，1，2，3 的转动态 J=0～7 共 32 个能级。有关某能级 j 的平衡方程为

$$\sum_i n_i C_{ij} + \sum_i n_i (B_{ij} U_{ij}) + \sum_i n_i A_{ij} = \sum_i n_j C_{ji} + \sum_i n_j (B_{ji} U_{ji}) + \sum_i n_j A_{ji} \quad j=1,2,\cdots,32 \tag{3.16}$$

(3.16)式代表 32 个联立方程。A_{ij} 和 B_{ij} 是 Einstein 辐射跃迁几率。 C_{ij} 是碰撞跃迁几率。 U_{ij} 是在 i，j 能级间跃迁频率 ν_{ij} 下的辐射场。n_i 是在能级 i 的 SiO 分子数密度。

有关能级 E_i 以及红外与微波范围内的Einstein A系数可参考Langer & Watson(1984)。碰撞速率的计算可参考 Bieniek & Green (1983)和 Langer & Watson (1984)。根据 Orion KL 的 v =1，2 发射线外形的双峰的间隔估计SiO 脉泽区可能处在一个以 12 km s^{-1} 速度膨胀的壳层中。由于该膨胀速度远大于动能温度 T_k=1500K 对应的 Doppler 线宽，因此可以用 Sobolev 近似来描述辐射转移过程。采用逃逸几率方法，辐射场 U_{ij} 可表示为

$$U_{ij}=\frac{2h\nu_{ij}^3}{c}\cdot\left(\frac{(1-\beta_{ij})}{\exp\left(h\nu_{ij}/kT_{ex_{ij}}\right)-1}+\frac{\beta_{ij}f}{\exp\left(h\nu_{ij}/kT_{rd}\right)-1}+\frac{\beta_{ij}(1-f)}{\exp\left(h\nu_{ij}/kT_{bb}\right)-1}+\frac{\beta_{ij}\eta_{ij}}{\exp\left(h\nu_{ij}/kT_{d}\right)-1}\right) \tag{3.17}$$

其中 β_{ij} 和 $T_{ex_{ij}}$ 分别为由能级 i 跃迁到 j 的逃逸几率与激发温度。T_{rd} 和 f 是 IRc2 辐射场的辐射温度和稀释因子。T_{bb} 是宇宙背景辐射温度，T_{bb} =2.7K。T_d 是尘埃温度，η_{ij} 是在频率 ν_{ij} 下的尘埃不透明度。对于 η_{ij} 采用 Kwan & Thuan (1974)建议的两种形式

$$\eta_{ij}(\nu_{ij})=\nu_{ij}/\nu_0 \qquad \nu_{ij}<\nu_0$$

$$=1 \qquad \nu_{ij}\geqslant\nu_0 \qquad (\nu_0=8565\ \mathrm{GHz}) \tag{3.18}$$

$$\eta_{ij}(\nu_{ij})=(\nu_{ij}/\nu_0)^2 \qquad \nu_{ij}<\nu_0$$

$$=1 \qquad \nu_{ij}\geqslant\nu_0 \qquad (\nu_0=2711\ \mathrm{GHz}) \tag{3.19}$$

其中的 ν_0 值是根据 Gezari *et al.*(1974)的 350 μ 的观测数据来确定的。假设 T_{rd}，f 和 T_d 分别为不随跃迁变化的常数。

在大速度梯度模型（Goldreich *et al.*1974）下，由能级 i 到 j 跃迁的光深 τ_{ij} 为

$$\tau_{ij}=\frac{A_{ij}C^3n_i}{8\pi\nu_{ij}^3V_{gr}}\left(\frac{n_jg_i}{n_ig_j}-1\right) \tag{3.20}$$

式中 V_{gr} 是平均速度梯度。

计算需要 T_k，T_{rd}，T_d，f，氢分子数密度 n（H_2）和 SiO 相对 H_2 的分子数丰度 F_{ab} 等参数，$F_{ab}=n(SiO)/n(H_2)$。设定一组参数，可以求得能级 i 相对基态能级的布局数之比的自洽解，从而通过计算，可以求出由 i 能级至 j 能级的跃迁所对应的 τ_{ij}，β_{ij} 和 $T_{ex_{ij}}$。如果计算结果与观测数据相符，可以认为该参数组恰当地反映了真实的物理状况。Zeng *et al.*(1987) 在上述模型下，通过解多能级的辐射转移统计平衡方程指出在 Orion KL 离 IRc2 距离 $2\sim5\times10^{14}$cm 处有一个 $v=1$ 和 2 的 SiO 脉泽区，而在 10^{16}cm 远距离处有一个 $v=0$ 的弱脉泽区，那里的 n（H_2）$=10^7cm^{-3}$，亮温度仅是 $v=1$ 脉泽的千分之一。此后同行对该文的引用，均表明对其计算结果的认同。

自从 SiO 脉泽在 Orion KL 探测到以后，20 世纪 80 年代对恒星形成区的 SiO 脉泽进行大规模的搜索，大多数的结果是负的。Morita *et al.*（1992）对已测到 SiO 脉泽的 Orion KL(SiO $v=2,1$ $J=1\to0$)、W51-IRS2(SiO $v=2$ $J=1\to0$)和 Sgr-B2 MD5(SiO $v=1$ $J=1\to0$)三个恒星形成区的精确脉泽源位置进行测量。在观测的基础上，该文指出这三个区域的光度都超过太阳光度 $L_\odot$ 并与强高速外流成协，SiO 脉泽和 H_2O 脉泽的位置基本相符，且 Orion KL 的 SiO 脉泽和 H_2O 脉泽的径向速度是相同的。事实上在此之前的一些论文里（例如 Zeng & Lou，1988）已对 Orion KL 采用以 IRc2 为中心的径向速度相同的壳层模型，推算出四种分子脉泽离 IRc2 的距离(单位：10^{14}cm), r(SiO) $=2\sim4$ 最近，$r(H_2O)=(1\sim7)10$, $r(OH)=(0.7\sim3)10^2$, $r(CH_3OH)=(0.5\sim2)10^3$ 最远。此外 Morita *et al.*(1992) 的观测结果还表明 W51-IRS2 的 SiO 脉泽的径向速度虽然也在 H_2O 脉泽的径向速度的范围内，但与最强的脉泽斑及 H II 的速度并不一致。在 Sgr-B2 MD5 SiO 脉泽的径向速度正好超出 H_2O 脉泽的径向速度的范围。因此每个源都需要细致地分析和研究。看来只有少数恒星形成区或是在恒星形成过程中只在极有限的时间阶段里能满足呈现 SiO 脉泽所要求的物理条件。

3.2.2 拱星包层的 SiO 脉泽

虽然 SiO 脉泽 1974 年首先在 Orion KL-IRc2 被探测到，但此后在恒星形成 H II 区搜索更多 SiO 脉泽的努力均未成功。后来，Kaifu *et al.* (1975) 针对晚型星搜索更多 SiO 脉泽的努力却得到了成功。Jewell *et al.*（1991）对演化星的 $v=1$，$J=1\to0$ SiO 脉泽的巡天研究表明：SiO 脉泽存在于膨胀

的拱星包层的内部，它提供了对恒星系统速度的良好估计；SiO 脉泽的强度与 12 μm 红外流量相关；SiO 脉泽的强度与 1612MHz OH 脉泽强度及恒星质量流失速率无关；$v=0$ $J=1\to0$ 的脉泽或热的发射线常可测到；$v=0$ 和 $v=1$ 的 $J=1\to0$ 的发射线强度是相关的。

Habing 1996 对拱星包层的脉泽研究作了很有参考价值的评述。截至 1996 年，已知的拱星包层 SiO 脉泽约有 450 处。SiO 振动态 $v=0$，1，2 和 3 的较低（$J<6$）的转动发射谱线可在晚型星与红外天体测量到。早期的 VLBI 测量（Moran *et al.*1979）表明 R Cas 的 $v=1$，$J=1\to0$ 脉泽斑，尺度约 6mas，亮温度超过 10^{10}K。$v=0$，$J=1\to0$ 谱线常较宽，可能是热线，但是有的宽线上有窄的尖端，可能是由脉泽形成的。所有的 Mira 变星和 OH/IR 星可能都是 SiO 脉泽源。SiO 线的轮廓含有多个不同的速度分量，它们互相混合形成一个无规则的尖锐外形。这些轮廓约几个月的时间范围里会变形，有些峰可能存在得长久一些。不同的脉泽线有时会有近似相同的轮廓。一个区可能同时有两条或更多的线发射，特别是 $v=1$ 和 2 的 $J=1\to0$ 这两条线。VLBI 测量表明大约一半的发射线来自小的分立结构，例如气泡或团块。脉泽发射形成一个环，其半径约为恒星半径的 2～4 倍。脉泽与径向矢量相切。脉泽流量随恒星流量在恒星脉动时的变动而变化。较明亮的星的 SiO 脉泽的流量更大。SiO 脉泽的流量不像 OH 和 H_2O 的流量那样强地依赖于恒星质量流失率 $\dot{M}$。线轮廓中的个别分量有时会出现 50%的线偏振。建立在辐射激发基础上的理论模型计算可能解释上述观测到的特征。

3.3 OH 脉泽

基态的 SiO、H_2O 和 CH_3OH 的电子角动量矩 Λ 均为零，而 OH 分子则不然，它的基态是 $^2\Pi$，即 Λ=1，$M_s=1/2$。于是其总电子角动量量子数为 Λ+M_s=3/2（图 3.2 左列）或 Λ－M_s=1/2（图 3.2 右列），这便是自旋劈裂。包括转动的总角动量矩左列为 3/2，5/2，7/2，…右列为 1/2，3/2，5/2，…。由于电子角动量矩和转动角动量矩的相互作用每个能级又劈裂为两条称之为 Λ 双重线。又由于氢核角动量矩 I 和电子自旋角动量矩之间的超精细自旋相互作用，Λ 双重线再度劈裂（图 3.2）。

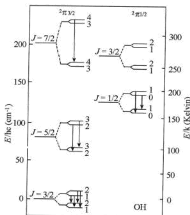


图 3.2　OH 的能级图(Moran 1976)

已知的 OH 脉泽见表 3.2。最强的发射来自基态 $^2\pi_{3/2}$，J=3/2 的跃迁，两条主线 F=1→1（1665.402MHz），F=2→2（1667.359MHz)和两条伴线 F=1→2（1612.231MHz），F=2→1（1720.530MHz），这些线都分布在 18cm 波段。

Moran *et al.*(1968)首先用甚长基线干涉仪，了解 OH 脉泽斑的尺寸约几个毫秒，亮温度约 10^{12}K。由于在银河系的许多 HⅡ区均发现了 OH 脉泽，写为 OH/ HⅡ，于是它被认为恒星形成区的标记。进一步 Wilson & Barrett(1968)指出在 2 微米巡天表（Two Micron Sky Survey）列出的许多红外源（IR）发现了 OH 脉泽，写为 OH/IR 源。多数 OH/IR 源是演化红巨星，长周期变星。由此，在 20 世纪 70 年代科学家认为天体脉泽与恒星的早期与晚期演化成协。

与 H_2O 不同，OH 是顺磁分子。与 HⅡ区成协的星际 OH 脉泽源常为高度偏振，100%的线偏振与 100%的圆偏振都能观测到。它的偏振可用谱线的 Zeeman 效应来解释。若脉泽区的磁场足够强，能使劈裂大于脉泽线宽，便可以观测到偏振。恒星 OH 脉泽多数观测不到偏振，因为脉泽区离中央星 10^{16}～10^{17}cm，磁场太弱，不能使劈裂大于脉泽线宽。此外脉泽源通常含有许多分量，它们的谱线混合在一起，即使 Zeeman 劈裂大，

也不可能用单个望远镜来研究偏振。

3.3.1 星际 OH 脉泽

对和恒星形成成协的 OH 脉泽的性质的研究已经有近 40 年的历史。星际 OH 脉泽的附近或相同位置总有致密（<<1pc）H Ⅱ区，星际 OH 脉泽物理上与创建致密 H Ⅱ区的非常年轻的热星成协。OH 分子作为中性气体包裹体的一个部分与尘埃一起围绕着致密 H Ⅱ区。根据尘埃的红外辐射可知尘埃温度大约 300K。氢密度 10^5～$10^8 cm^{-3}$ 能够为脉泽放大提供足够的柱密度，过高的密度会导致能级布局的热化，从而导致脉泽的消失。根据 Zeeman 劈裂，估计磁场强度约 2～10mG。早期的工作，例如 Habing *et al.* 1974，确立了强 OH 脉泽与致密的或超致密的 H Ⅱ区成协。H Ⅱ/OH 区的原型是 W3（OH），它呈现了所有已知的 OH 脉泽。此后对自行的测量确定OH脉泽 以几个 $km\ s^{-1}$ 的速度由 H Ⅱ区向外伸展(Bloemhof *et al.* 1992)。现在已了解 OH 脉泽还与大质量年轻星的双极外向流成协，OH 脉泽是垂直于双极外向流的致密分子盘的温暖的内部区域的示踪物。典型的星际 OH 脉泽谱含许多分量分布在 $10 km\ s^{-1}$ 的径向速度范围内。每个分量呈现尺寸 10^{14}cm 的斑，互相成团分布在直径 10^{16}～10^{17}cm 的范围内。大多数谱线分量是强圆偏振的，出现线偏振的情况相对少。星际 OH 脉泽在几年的时间里会产生 10%的强度变化，即时变。

表 3.2 已探测到的星际与拱星 OH 脉泽

跃　迁	频　率（MHz）
$^2\pi_{3/2}$，J=3/2，　F=1→2	1612.231
$^2\pi_{3/2}$，J=3/2，　F=1→1	1665.402
$^2\pi_{3/2}$，J=3/2，　F=2→2	1667.359
$^2\pi_{3/2}$，J=3/2，　F=2→1	1720.530
$^2\pi_{1/2}$，J=1/2，　F=0→1	4660.42
$^2\pi_{1/2}$，J=1/2，　F=1→0	4765.562
$^2\pi_{3/2}$，J=5/2，　F=2→2	6030.747
$^2\pi_{3/2}$，J=5/2，　F=3→3	6035.092
$^2\pi_{3/2}$，J=7/2，　F=4→4	13441.417

3.3.2 拱星包层的 OH 脉泽

1665、1667 和 1612 MHz 三条 OH 脉泽线的特征取决于包层中的尘

埃光 深$\tau_{9.7\mu m}$。如果$\tau_{9.7\mu m}$<<1, 1655/1667 MHz 脉泽线呈现不规则的外形；如果$\tau_{9.7\mu m}$>1，1612 MHz 脉泽线最强，并有规则的双峰外形；在最厚的包层里 1612 MHz 脉泽会比 1655/1667 MHz 脉泽线弱。半有规则变星的脉泽最弱，OH/IR 星最强，而 Mira 变星居间。1612 MHz 脉泽流量与红外流量呈正相关，但是这种相关的弥散之大难以解释。膨胀的拱星包层模型已发展到可以用来寻找脉泽线形成的物理学与动力学条件。常数速度的球形对称薄壳层模型对于解释强 1612MHz 脉泽是有效的。1665/1667 Hz 线外形可以用径向速度有梯度的厚壳层模型来解释。在薄壳层模型可行的情况下，结合综合孔径成图观测结果，通过两脉泽峰的光曲线推导光行时间效应，可以推演几何距离。在 VLBI 观测中有时会发现非常亮而非常小的光斑，这种光斑可能是恒星光球的脉泽放大图像，它可以用来测量视差和自行。半规则和 Mira 变星的脉泽发射呈现多斑点，多数发射来自一些小斑点(Habing 1996)。

3.3.3 OH 脉泽的偏振与磁场

OH 脉泽在磁场下 Zeeman 劈裂超过脉泽的线宽的特性，可以直接用来测量磁场强度和探测亚角秒尺度的磁场结构。磁场对分子双极外流的动力学与演化，特别是对外流的准直性起重要的作用。由观测到的 OH 脉泽的 Zeeman 劈裂可知，典型的磁场强度约 5mG。一些 OH 脉泽的偏振测量表明磁场的扭转特性，围绕盘有一个环状的分量(Cohen *et al.* 2003)。磁场结构的研究要求高的空间分辨率，通常需要使用 MERLIN（Multi-Element Radio-Linked Interferometer Network）和 VLBA 等大型干涉仪器。关于 OH 脉泽偏振的模型计算建议可先参考 Gray *et al.*(2003)一文。该文解稳态脉泽方程就是用本书第 3 章第 1、2 节所介绍的大速度梯度近似（或 Sobolev 近似）。在磁场作用下量子数为 F 的超精细结构的简併能级分裂为 2F+1 个磁量子数为 m_F 的磁超精细子能级。例如，跃迁 1665MHz 的能级分裂换算成速度为 0.57km $s^{-1}mG^{-1}$。如果统计平衡计算涉及 OH 的 48 个超精细能级，Zeeman 劈裂产生 384 个磁超精细子能级。

3.4 H_2O 脉泽

3.4.1 水的 22GHz 及其他脉泽

水是地球大气、晚型星拱星包层和星际介质中最丰富的分子之一。由

于水分子中两个氢原子核自旋相互取向之不同分为正水（I=1）与仲水（I=0）。正仲水在热平衡下以 3∶1 的比例存在，它们之间的跃迁是禁戒的。由于地球大气的吸收，宇宙水的许多跃迁在地面不能观测到。自从 Cheung *et al.*(1969)用地面望远镜观测到正水电子基态、振动基态的 $6_{16}\rightarrow5_{23}$ 脉泽（22GHz）以后，在恒星形成区与拱星包层探测到千百个 22GHz H_2O 脉泽源。对 $6_{16}\rightarrow5_{23}$ 线的观测，特别是 VLBI 高空间分辨的观测积累了星际水脉泽运动学和年青恒星质量外流的宝贵资料。但是凭单谱线资料很难建立起水脉泽抽运机制的模型。20 世纪 80 年代初用机载望远镜对猎户座探测到仲水线 $3_{13}\rightarrow2_{20}$（183GHz）和正水线 $4_{14}\rightarrow3_{21}$（380GHz），虽然有迹象表明它们可能是脉泽，但是它们的确切性质及空间分布尚不清楚。1990 年后由于短毫米波和亚毫米波技术在天文上的应用，情况发生重大变化。亚毫米波的正水基态 $10_{29}\sim9_{36}$（321GHz）脉泽在非常热的恒星形成区和超巨星周围被观测到。仲水基态的 $3_{13}\sim2_{20}$ 脉泽在巨分子云、低质量恒星形成区与演化星包层被观测到。另一条仲水基态脉泽 $5_{15}\sim4_{22}$（325GHz）在恒星形成区被观测到。此外，在受冲击的分子云区和晚型星拱星包层还探测到正、仲水振动激发态的发射与吸收线（表 3.3）。所有这些成果表明了对宇宙 H_2O 分子多谱线研究的一个成功的开端(Menten 1991)。

表 3.3　已探测到的星际与拱星 H_2O 脉泽

跃　迁	频　率（MHz）
$6_{16}\rightarrow5_{23}$	22235.08
ν_2：$4_{40}\rightarrow5_{33}$	96261.16
$3_{13}\rightarrow2_{20}$	183310.12
ν_2：$5_{50}\rightarrow6_{43}$	232686.70
$10_{29}\rightarrow9_{36}$	321225.64
$5_{15}\rightarrow4_{22}$	325152.92
$4_{14}\rightarrow3_{21}$	380197.37

射电天文学家 35 年来对 H_2O 的 $6_{16}\rightarrow5_{23}$（22235.08 MHz，1.35cm）脉泽作了大量的观测。意大利天文学家 Comoretto *et al.* (1990)开始编制 Arcetri 水脉泽源星表。该星表包含 $\delta>-30°$ 的全部已知 H_2O 的 1.35cm 脉泽源，此后 Brand *et al.* (1994)和 Valdettaro *et al.* (2001) 又分别对该星表进行更新。中国紫金山天文台青海站的 13.7 米射电望远镜于 1990 年 8 月～

1994年8月投入对1.35cm H_2O 脉泽的观测(Han, Mao & Lu *et al.* 1998)，在360源中观测到110个 H_2O 脉泽源，其中96个系新发现的水脉泽源。Arcetri 水脉泽源星表至2000年4月共包含1013个银河系水脉泽源。其中937个脉泽源在1 arc min 范围内有对应的IRAS成协源。进一步该937个源被分为四类：晚型星（STAR）460个，恒星形成区（SFR）410个，未知源（UNKN）61和奇异源6（STRN）。

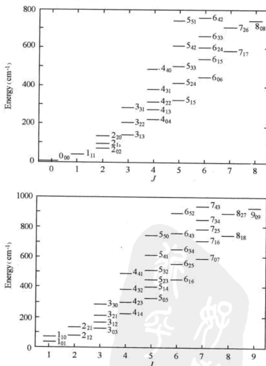


图3.3 正（O）水能级图（下）(Chandra *et al.*1984)
仲（P）水能级图（上）(Chandra *et al.*1985)

3.4.2 22GHz H_2O 脉泽的抽运机制

科学家对 H_2O 的 $6_{16}\rightarrow5_{23}$（22GHz）脉泽的抽运机制展开过热烈的讨论。晚型星的 22GHz 水脉泽的能级布居数反转可解释为与氢（原子及分子）碰撞激发所致。晚型星脉泽的亮度与脉泽区离星的距离均随质量流失率的增加而增加(Cooke & Elitzur 1985)。对恒星形成区 22GHz 脉泽的形成机制, Deguchi (1981)设想一个热气冷尘埃的模型。气体的温度达 350K，而被冰包裹的尘埃的温度则是 100K。从能级图（图 3.3 下）分析，$6_{16}\rightarrow5_{23}$ 脉泽的抽运过程很可能是 H_2O 从 6_{16} 跃迁到 5_{23} 后，接着再从 5_{23} 跃迁到 4_{14} 态。$5_{23}\rightarrow4_{14}$ 在波数 221.7cm^{-1} 释放的能量恰被冰包裹的尘埃吸收(冰包裹的尘埃的远红外吸收系数在 230 cm^{-1} 有一个吸收峰)。此后由于热的氢的碰撞激发 H_2O 又从 4_{14} 态跃迁到 6_{16}，完成抽运的循环。Chandra *et al.* (1984)的计算是针对碰撞激发做的，但考虑到了 H_2 与 H_2O 碰撞会出现的共振碰撞。由于 $7_{25}\rightarrow6_{16}$ 有一个直接的光学跃迁，因此 H_2（J=2→0）和 H_2O（$5_{23}\rightarrow7_{25}$）的共振碰撞会对脉泽的形成起很大的作用。他们把 Green(1980)计算的 T=500K 的碰撞速率放大 400 倍，即 $C(5_{23}\rightarrow7_{25}) = 3\times10^{-9} n_{H_2}$，所得结果可以与观测值相比拟。

3.4.3 22GHz H_2O 脉泽的时变

测量表明 22GHz 水脉泽线轮廓随时间而变化，此类脉泽的时变特性给星表的系统再观测及编制增添了许多困难，例如 Comoretto *et al.* (1990) 开始编制 Arcetri 水脉泽源星表时，在 505 个以前探测到的源中，只探测到了 203 个。

下面介绍 Rowland & Cohen (1986) 对 Cep A 22GHz H_2O 脉泽时变的观测结果。Cep A H_2O 脉泽发射强度变化的时标可以短到 2.4 天，未探测到更短的时标。发射强度变大或变小的最短的时标明显相似。某些发射特征的时变相关：它们在几天内光变曲线几乎相同，相位也一致。例如对一对特征测到 2 天的相移。多数强度变化伴有速度的小移动。该天体的速度移动较慢而稳，最多每月 0.5 km s^{-1}。若干较强的特征出现线变窄，即线宽 $\Delta V_{1/2}$ 随强度（I）的增大而下降，$\Delta V_{1/2}\propto I^{-\frac{1}{2}}$。但是有些特征也可能并不服从这个定律。有些特征的线变窄不明显，可以忽略。在 – 11km s^{-1} 有一个耀斑特征，当其快速升起时线宽为常数，当其缓慢衰减时，线变宽。当然，这个观测结果有些极端，但又不是独一无二的。

Tarter & Welch（1986）的模型设想小的致密中性云之间或致密云和致密壳层之间的高速碰撞可以提供激发水脉泽所需能量。来自碰撞激波前沿表面的辐射先驱波通过云疏散加热了尘埃，而 H_2 仍是冷的。当在云内局部地区的物理条件满足 Goldreich & Kwan（1974）的"热尘埃冷气体"脉泽抽运短暂的脉泽便产生了。经过一段时间，H_2 由于与尘埃颗粒的碰撞而变热，局部的脉泽便熄灭了。这个模型用来解释具有高速特征的几个源（例如 Orion，W51 和 W49）的观测数据是相当成功的。它能对快速时变、窄线宽、短寿命和高、低速度特征的并置给出自然的解释，这些特性正是被强恒星风加速的所谓高速脉泽子弹所具有的，但是该模型不能解释长寿命的稳定脉泽的特性。模型的关键是要能计算云内每个位置、任一瞬间的尘埃颗粒温度（即红外辐射场温度）T_g，H_2 的动能温度 T_k 和反映水分子脉泽能级布局的激发温度 T_{ex}。

3.5 CH_3OH 脉泽

甲醇（CH_3OH）分子是一个略微不对称的、带有受碍内部转动（扭转）的陀螺，其结构与参数如图 3.4 及表 3.4(Lees *et al.* 1973)所示。CH_3 基对内部转动造成三重势垒，因此每个内部转动能级有三度简并。量子力学隧道效应使三重能级劈裂为一个 A 能级和两个近乎简并的 E 能级。A 与 E 能级间的跃迁是禁戒的。A 能级的转动谱很像一个不对称陀螺，具有 K 型双重性，故 A 能级标有（+）或（−）。CH_3OH 的一个能级用 A± 或 E 及 J_k 来标记。J 是总转动角动量量子数，k 是 J 在转动 a 轴上的投影。

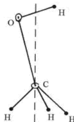


图 3.4 CH_3OH 的分子结构

在科学家已在实验室发现了数百条甲醇激光线（LASER）后，Barrett *et al.*(1971) 在 25GHz，对 Orion KL 区首次发现 CH_3OH $J_2 \rightarrow J_1$ E（J=2，3，4，…）星际脉泽线系。自 20 世纪 80 年代中期许多甲醇脉泽相继在不同频率、不同区域，以不同光度被发现。Batrla *et al.*（1987）在 12GHz 对 W3（OH）等源发现非常强的 $2_0 \rightarrow 3_{-1}$E 脉泽。此后的巡天发现凡是探测到 12GHz 的源都没有 25GHz 脉泽；反之亦然。Menten（1987）和 Batrla *et al.*(1987)将甲醇脉泽分为两类：（Ⅰ类）以 Orion KL 区为原型，在 25GHz

表 3.4 $^{12}CH_3{}^{16}OH$ 的偶极矩与结构(Lees *et al.* 1973)

μ_a Debye	0.885
μ_b Debye	1.440
r(C-H) Å	1.0936
r(O-H) Å	0.9451
r(C-O) Å	1.4246
∠HCH	108° 38′
∠COH	108° 32′
CH_3 倾斜角	3° 16′

呈现 $J_2 \to J_1$ E 脉泽。这一线系脉泽的位置通常与超致密 HⅡ区、H_2O 和 OH 脉泽中心位置有偏离。（Ⅱ类）以 W3（OH）区为原型，脉泽呈现在 12，19，23GHz。位置与 OH 脉泽一致，与超致密 HⅡ区非常接近。部分星际Ⅰ类和Ⅱ类 CH_3OH 脉泽见图 3.5（下）和(上)(Menten 1991)。

3.5.1 Ⅰ类 CH_3OH 脉泽

表 3.5 列出的Ⅰ类 CH_3OH 脉泽跃迁，主要部分可以写成三个线系：$J_2 \to J_1E$ (J=2，3，…)；$J_{-1} \to (J-1)_0E$ (J=4,5) 以及 $J_0 \to (J-1)_1A^+$ （J=7，8，9）。Zeng *et al.*(1987a)在大速度体度模型下，假设分子受尘埃与宇宙背景场的辐照，对 67 个最低 E 型甲醇能级作统计平衡辐射转移计算，以寻求能最佳满足观测结果[Orion KL: Matsakis *et al.*(1980); Sgr B2: Morimoto *et al.* (1985a,b)]的物理条件。该文得出 Orion KL 的 $J_2 \to J_1E$（J=2，3，…）脉泽区的氢分子数密度为 $0.8 \sim 2 \times 10^6 cm^{-3}$，动能温度≤150K，尘埃温度 30～90K，甲醇相对氢分子的丰度 $0.8 \sim 8 \times 10^{-6}$。Sgr B2 的 $J_{-1} \to (J-1)_0E$ (J=4,5)脉泽区的上述数值相对低，分别为 $10^4 cm^{-3}$，45K，23K，7×10^{-7}。由此可见Ⅰ类 CH_3OH 脉泽的呈现与碰撞（氢分子数密度、动能温度、甲醇相对氢分子的丰度）及尘埃辐射有关。事实上没有严格计算的 H_2—CH_3OH 碰撞速率，只能对碰撞抽运作个估计。Wilson *et al.*(1996) 对于 Orion KL 的 $J_2 \to J_1E$ 线系的高 J 线(J=12,14,15,16,17)作观测与激发计算，他们指出该线系的高 J 线依然出现能级布居数的反转现象。由于上述天体物理观测与研究，他们还对早些时候 Anderson *et al.*(1992)预言的谱线静止频率数据提出修正。

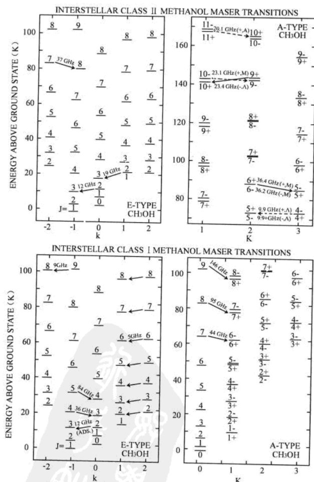


图 3.5 部分星际 I 类 CH_3OH 脉泽（下）、星际 II 类 CH_3OH 脉泽（上）(Menten 1991)

3.5.2 Ⅱ类 CH_3OH 脉泽

表3.6列出的Ⅱ类CH_3OH 脉泽跃迁中最强和分布最广泛的是6.7GHz的 5_1-6_0A^+和 12GHz 的 $2_0 \rightarrow 3_{-1}E$ 线。观测与研究表明Ⅱ类 CH_3OH 脉泽紧靠超致密电离氢区（UC HⅡ）(Walsh *et al*. 1997, Walsh *et al*. 1998, Slysh *et al*. 1999, Szymczak *et al*. 2000, Szymczak & Kus 2000a）和 OH 脉泽区 (Menten 1991, Schutte *et al*. 1993, Gaylard & MacLeod 1993, Caswell *et al*. 1995, Szymczak & Kus 2000b），而 H_2O 脉泽区的位置则与它们不相符合。用 IRAS 点源星表（IRAS PSC）加上式（3.21.a）和（3.21.b）的 UC HⅡ 选择判据(式中 f_{12}，f_{25} 和 f_{60} 分别为 12-，25-和 60- μm 的 IRAS 流量)，

$$\log(f_{25}/f_{12}) > 0.57 \quad (3.21.a)$$

$$\log(f_{60}/f_{12}) > 1.3 \quad (3.21.b)$$

所确定的 535 个 IRAS 候选源中，有 201 个源呈现 6.7GHz CH_3OH 脉泽 (Walsh *et al*.1997)。但是，近期的统计指出也有一些源的颜色超出通常接受的 UC HⅡ 颜色范围(Szymczak & Kus 2000)。

UC HⅡ区是围绕镶嵌的大质量星（O 或 B 型）的小的离化气泡，具有高辐射量（$>10^7$ pc cm^{-6}）和高电子密度（$>10^4 cm^{-3}$）。与其成协的 6.7GHz CH_3OH 脉泽被认为是与近期或正在进行的大质量星形成相关的最明显的现象。由于该脉泽的光度可达 $10^{5\sim6}$Jy kpc^2，因此通过这条脉泽线可以观测银河系中远距离处的恒星形成，对该脉泽的有些源还可以作高角分辨率的成图观测。我们曾在大速度梯度模型下研究 6.7GHz CH_3OH 脉泽的线温度（$T_{ex} \cdot e^{-\tau}$）和来自 UC HⅡ区的辐射($T_{rd} \cdot f$)的关系(毛瑞青 1999, Mao *et al*. 2003)，其中 T_{ex}，τ，T_{rd} 和 f 分别为该谱线的激发温度、光深、UC HⅡ区的辐射温度和稀释因子。考虑 CH_3OH—A 的 96 个最低能级 (Zeng 1996; Pei , Zeng & Gou 1988)，有关物理参数的选择参考了 Sobolev *et al*.1997 的计算工作（见图 3.6 右上角），得到图 3.6 所示结果。该图明确指出只有在一定的辐射场下，6.7GHz CH_3OH 脉泽才是最强的。辐射场太弱，抽运力度不够，脉泽会很弱或不能发生；辐射场太强，也会使脉泽变弱，甚至很快熄灭，变为热线。因此可以认为 6.7GHz CH_3OH 脉泽是在大质量星形成的早期阶段出现，随着 UC HⅡ区辐射的初期增强达到它的峰值。当大质量星进一步演化，6.7GHz CH_3OH 脉泽又变弱，最后成为热线。

12GHz 谱线看起来比 I 类 CH_3OH 脉泽谱复杂，往往在几千米每秒的速度范围内有许多分量。这个速度范围与 OH 脉泽以及其他各种分子，例如 NH_3 的发射或吸收线的范围可相比。25%的已知的星际 OH 脉泽源处已探测到 12GHz 脉泽，它的各向同性光子光度在 $10^{44}\sim10^{45}s^{-1}$ 间，因此其光度与 1665/1667 MHz OH 脉泽可相比拟。

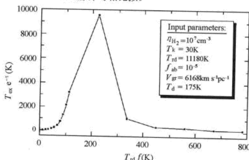


图 3.6 6.7GHz CH_3OH 脉泽的线温度（$T_{ex}\cdot e^{-\tau}$）和来自 UC HⅡ区的辐射（$T_{rd}\cdot f$）的关系（毛瑞青 1999）

W3(OH)是一个超致密电离氢区(UC HⅡ)，$9_2\rightarrow10_1A^+$ A 型甲醇脉泽和 $2_1\rightarrow3_0E$、$2_0\rightarrow3_{-1}E$ E 型甲醇脉泽均在 W3（OH）被探测到。Zeng（1992）采用大速度梯度模型和逃逸几率方法对 A 型甲醇低于 250cm^{-1} 的 203 个能级和 E 型甲醇低于 231cm^{-1} 的 68 个能级作统计平衡辐射转移计算。因恒星或恒星团激发的 HⅡ区以一个辐射温度为 T_{rd} 和填充因子为 f 的黑体来描述。尘埃处于紧靠离化区的致密壳层，其平均光深为 τ_d=0.5，尘埃温度 T_d=45K。该文主要的目标是研究Ⅱ类 CH_3OH A 和 E 型脉泽的形成的物理条件，特别是与辐射场的关系。计算结果表明在 W3(OH)A 型脉泽呈现的密度下限为 10^5cm^{-3}，而 E 型脉泽则为 10^6cm^{-3}；CH_3OH 相对 H_2 的丰度需大于 5×10^{-5}；A 型脉泽与 E 型脉泽的呈现均需要来自 HⅡ区的激发，但前者[T_{RD}(A)×f (A)=900K]比后者[T_{RD}(E)×f (E)=300K]要求来自 HⅡ区更强的激发。由此推演出若 A 型脉泽区离 HⅡ区的距离为 L_A，E 型脉泽区离 HⅡ区的距离

$$L_E\approx1.7L_A$$

表 3.5　Ⅰ类 CH_3OH 脉泽跃迁

跃　迁	频　率（MHz）	E_l/k（K）
$9_{-2}\rightarrow8_{-1}E$	9936.20	102
$J_2\rightarrow J_1E$	25028.12	62
$4_{-1}\rightarrow3_0E$	36169.24	19
$7_0\rightarrow6_1A^+$	44069.43	63
$5_{-1}\rightarrow4_0E$	84521.18	28
$8_0\rightarrow7_1A^+$	95169.49	79
$9_0\rightarrow8_1A^+$	146618.82	97

表 3.6　Ⅱ类 CH_3OH 脉泽跃迁

跃　迁	频 率（MHz）	E_l/k（K）
$5_1\rightarrow6_0A^+$	6668.518	49
$2_0\rightarrow3_{-1}E$	12178.595	12
$2_1\rightarrow3_0E$	19967.396	19
$9_2\rightarrow10_1A^+$	23121.024	141
$8_2\rightarrow9_1A^-$	28970	120
$7_{-2}\rightarrow8_{-1}E$	37703.729	81
$6_2\rightarrow5_3A^-$	38293.306	85
$6_2\rightarrow5_3A^+$	38452.662	85
$3_1\rightarrow4_0A^+$	107013.85	23
$2_1\rightarrow3_0A^+$	156127.70	14

3.6　脉泽综合研究一例

Orion KL 的脉泽得到最良好的研究，这里仅通过 Zeng & Lou (1988) 一文，介绍如何从对各种脉泽的综合研究，得到该区域的一些物理信息。根据 1987 年前的单天线及干涉仪的观测资料已知由 SiO，H_2O 和 OH 脉泽所反映的 18 km s^{-1} 流（图 3.7）可以归因于致密红外源 IRc2。上述三个脉泽样品以 IRc2 为中心的壳层半径大致分别为（2～4）$\times10^{14}$cm，10^{15}cm 和 10^{16}cm。CH_3OH—脉泽的谱线特征并无双峰结构，离 IRc2 的距离约

10^{17}cm。该文用上述四种脉泽样品各自的统计平衡与辐射转移方程来研究能拟合它们的观测数据的物理参数。将从四种脉泽样品所得到的物理参数加以综合，从而获得一个较可信服的 IRc2 区域的物理模型。

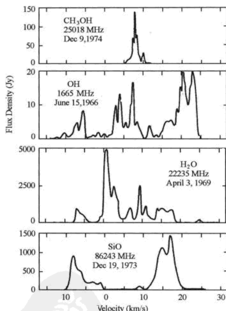


图 3.7　Orion KL 的 SiO，H_2O，OH 和 CH_3OH—脉泽的频谱 (Moran 1976)

计算假设脉泽分子样品受到来自 IRc2、尘埃与宇宙背景场的辐射，并采用球型近似。有关 x 分子样品的第 j 能级的统计平衡与辐射转移方程为

$$\sum_i {}^x n_i\, {}^x C_{ij} + \sum_i {}^x n_i ({}^x B_{ij}\, {}^x U_{ij}) + \sum_i {}^x n_i\, {}^x A_{ij} =$$
$$\sum_i {}^x n_j\, {}^x C_{ji} + \sum_i {}^x n_j ({}^x B_{ji}\, {}^x U_{ji}) + \sum_i {}^x n_j\, {}^x A_{ji}$$

$$j = 1, 2, \cdots, {}^x 1$$
$$x = \mathrm{SiO},\ \mathrm{H_2O},\ \mathrm{OH},\ \mathrm{CH_3OH} \qquad (3.22)$$

总体是有 $j=1, 2, \cdots, {}^{x}l$ 个方程的联立方程。统计平衡计算对 x 样品共涉及 ${}^{x}l$ 个最低能级：

x	SiO	H_2O	OH	CH_3OH
${}^{x}l$	32	31(ortho)	40	67(E-type)

${}^{x}A_{ij}$，${}^{x}B_{ij}$ 是 Einstein 辐射跃迁几率；${}^{x}C_{ij}$ 是碰撞跃迁几率；${}^{x}U_{ij}$ 是对应能级 i 到 j 跃迁频率 ${}^{x}\nu_{ij}$ 的辐射场；${}^{x}n_i$ 是 x 样品 i 能级的密度。

采用逃逸几率方法， 辐射场 ${}^{x}U_{ij}$ 为

$$
\begin{aligned}
{}^{x}U_{ij} = \frac{2h\,{}^{x}\nu_{ij}^{3}}{c}\Bigg(&\frac{(1-{}^{x}\beta_{ij})}{\exp(h\,{}^{x}\nu_{ij}/k\,{}^{x}T_{ex_{ij}})-1}+\frac{{}^{x}\beta_{ij}\,{}^{x}f}{\exp(h\,{}^{x}\nu_{ij}^{x}/kT_{rd})-1} \\
&+\frac{{}^{x}\beta_{ij}(1-{}^{x}f)}{\exp(h\,{}^{x}\nu_{ij}/kT_{bb})-1}+\frac{{}^{x}\beta_{ij}\,{}^{x}\eta_{ij}}{\exp(h\,{}^{x}\nu_{ij}/k\,{}^{x}T_{d})-1}
\end{aligned}
\tag{3.23}
$$

其中 ${}^{x}\beta_{ij}$ ，${}^{x}T_{ex_{ij}}$ 是样品 x 由 i 跃迁至 j 能级对应的逃逸几率和激发温度。T_{rd} 是 IRc2 的辐射温度，${}^{x}f$ 是 x 样品壳层处的辐射场稀释因子。T_{bb}=2.7K 是宇宙背景温度。${}^{x}T_d$ 是 x 样品壳层处的尘埃温度，${}^{x}\eta_{ij}$ 是在频率 ${}^{x}\nu_{ij}$ 下的尘埃光深。关于四种分子样品的能级、Einstein A 系数和碰撞速率数据以及尘埃光深与跃迁频率的关系等可查 Zeng & Lou (1988) 之 Table 2。在大速度梯度前提下，x 样品由能级 i 至 j 跃迁的光深为

$$
{}^{x}\tau_{ij} = \frac{{}^{x}A_{ij}C^{3}\,{}^{x}n_i}{8\pi\,{}^{x}\nu_{ij}^{3}\,{}^{x}V_{gr}}\left(\frac{{}^{x}n_j\,{}^{x}g_i}{{}^{x}n_i\,{}^{x}g_j}-1\right)
\tag{3.24}
$$

式中 ${}^{x}V_{gr}$ 是 x 样品的平均速度梯度，${}^{x}g_i$ 是 x 样品第 i 能级的统计权重。

四种脉泽样品在当时的观测数据列于 Zeng & Lou (1988)之 Table 1。计算采用 T_{rd}，${}^{x}T_k$，${}^{x}f$，${}^{x}T_d$，${}^{x}n(H_2)$和 ${}^{x}F_{ab}/{}^{x}V_{gr}$ 为参数。其中 ${}^{x}n(H_2)$是 x 样品处分子氢的数密度，${}^{x}F_{ab}$ 是 x 样品相对 H_2 的分子数丰度。计算时先选择一组上述参数值输入程序，用自协法求出各能级相对基态布居数之比值。从而可以计算出 x 样品由 i 能级跃迁到 j 能级所对应的 ${}^{x}T_{ex_{ij}}$，${}^{x}\tau_{ij}$ 和 ${}^{x}\beta_{ij}$。然后与观测数据进行比对，如果计算结果与观测值基本相符，说明所选参数能较好地描述真实的物理条件，如若不然应另选参数组，再作上述计算。经计算找到的 Orion KL 区的四种脉泽样品所处物理条件如表 3.7[Zeng & Lou (1988)之 Table 3]所列。 其中 r_{14} 是以 IRc2 为中心脉泽

表 3.7 Orion KL 各脉泽样品区的物理参数

样　品	SiO	H_2O	OH	CH_3OH
$n(H_2)$（cm^{-3}）	$(0.4\sim4)10^{10}$	$(4\sim9)10^8$	$(0.6\sim1)\ 10^7$	$(0.8\sim2)10^6$
T_k（K）	1200～1500	≈500	120～180	≤150
T_d （K）	550～700	…	160～220	30～90
F_{ab}/V_{gr}（pc s km^{-1}）	$\approx10^{-11}$	$\approx10^{-9}$	$\approx10^{-8}$	$(2\sim8)10^{-8}$
F_{ab}	6×10^{-7}	4×10^{-6}	4×10^{-7}	$(0.8\sim8)10^{-6}$
$r_{14}(10^{14}cm)$	2～4	$(1\sim7)10^1$	$(0.7\sim3)10^2$	$(0.5\sim2)10^3$

壳层的半径（单位：10^{14}cm），该行数据是观测的结果，非计算结果。

表 3.7 的 $^xn(H_2)$，^xT_k，^xf，^xT_d，$^xn(H_2)$和 $^xF_{ab}/^xV_{gr}$是求得的最佳参数。$^xF_{ab}$的确定需要已知$^xV_{gr}$值，为此使用了 O 型星质量外流的一个速度分布定律，配合从图 3.7 分析出的边界条件，从而求出$^xV_{gr}$。

图3.8和图3.9是根据表3.7的结果绘制成的log $n(H_2)$—log r_{14}和T_d(K)—log r_{14}图[Zeng & Lou (1988)之 Fig.1 和 Fig.2]。图 3.8 的直线代表关系式

$$n(H_2) = 1.5\cdot10^{10}\frac{\dot{M}4}{r_{14}{}^2V_{10}}\ \ \text{cm}^{-3} \tag{3.25}$$

其中 V_{10}是 SiO、H_2O 和 OH 区外流的速度，$\dot{M}$ 是质量流失速率。由图 3.7 SiO、H_2O 和 OH 的谱形看出，假设这三个样品的脉泽与 18 km s^{-1} 外流成协是合理的，因此外流的速度 V_{10}=1.8（单位：10 km s^{-1}）。$\dot{M}$ =10（单位：$10^{-4}M_\odot$ yr^{-1}）。图 3.9 的曲线代表关系式

$$T_d = 1600(L_5/r_{14}{}^2)^{1/5}\ \text{K} \tag{3.26}$$

式中 L_5 是以 $10^5\ L_\odot$ 为单位的光度，这里 L_5=0.1。图 3.7 的 CH_3OH 脉泽谱线并无明显的双峰结构，因此可以假设外流在 CH_3OH 脉泽分布壳层消失，亦即外流的尺度为 10^{17}cm。

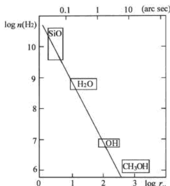


图 3.8　$\log n(H_2)$与 $\log r_{14}$ 的函数关系[Zeng & Lou (1988)之 Fig.1]

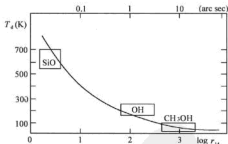


图 3.9　T_d(K)与 $\log r_{14}$ 的函数关系[Zeng & Lou (1988)之 Fig.2]

总结起来，Zeng & Lou (1988)通过对 Orion IRc2 各种脉泽样品谱的综合研究，推算出 IRc2 的光度约为 $10^4\,L_\odot$，质量流失率约为 $10^{-3}\,M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$ 。在 10^{17}cm 的尺度下，寿命约 2×10^3 yr，质量至少为 2 $M_\odot$ 等有价值的物理信息。更详细的讨论可参阅该文。

3.7 河外巨脉泽

河外巨脉泽是指光度可达银河系典型的脉泽光度的 10^6 倍的兆脉泽

（megamasers）或 10^9 倍的京脉泽（gigamasers）。由于它们的巨强光度，即便在河外星系，仍能被观测到。它们是河外大质量星形成、活动星系核的核区以及强星暴区中分子气体的极好的探针。

脉泽的呈现要求在靠近（距离≤300pc）核心源的范围内存在大量的反转分子。有些分子在核的活动周期内会被消灭，因此呈现脉泽的核区域的活动周期是在近期开始的。脉泽的呈现还需要在大体积范围内存在造成分子能级布居数反转（倒置）的抽运（pump）机制。能级布居数反转的脉泽分子（例如 OH、H_2O 等分子）必须置于一个射电连续源之前才能具备巨脉泽级的放大作用，亦即被观测的反转分子是处于指向射电连续源的视线中。这种反转分子放大而不是吸收连续谱中的相应成分。如存在强的背景连续源，产生可观测信号所要求的反转光深便可以相对低。这种低增益放大过程可在许多视线上发生，亦即脉泽可以在一个大的开放角中发生(Baan 1991, Henkel & Braatz 1993)。

3.7.1 河外 OH 巨脉泽

OH 基态 Λ 双重线的主线 1665MH$_2$ 和 1667MHz 的巨脉泽由 Baan *et al.*（1982）在特高光度星暴星系 Arp220 首次探测到。待红外天文卫星（IRAS）发射后，提供了许多星系的 12～100μm 的流量数据，才搞清楚 OH 巨脉泽是与特高光度的红外星系成协。借助于 IRAS 点源星表作引导，已发现了近 100 个 OH 巨脉泽，该数字在几种巨脉泽分子中占首位。其中红移 z =0.1～0.3 者占总数的一半(Darling & Giovanelli 2002)。OH 分子的抽运是远红外辐射（FIR），OH 巨脉泽的性质与 FIR 紧密相关。FIR 是来自拱星包层尘埃辐射再处理的结果。

分子气体与尘埃的大尺度结构又是紧密相关的。FIR 色与光度是寻找巨脉泽源的好显示器。Bann (1989) 研究了 OH 巨脉泽与红外场的光度的相关性 $L_{OH} \propto L_{FIR}^{\beta}$（图 3.10），而 Darling & Giovanelli (2002) 指出 $\beta \approx 1.2$。Baan (1985)和 Norris & Baan (1987) 提出 OH 巨脉泽的红外辐射激发模型后，Henkel *et al.*(1987)、Burdyuzha & Vikulov(1990)和 Randell *et al.*(1995) 作了支持性的数值计算。尽管 Sturm *et al.*(1996)的研究表明 OH 巨脉泽是一个星暴现象而不是活动星系核的现象，但是由于它的特高光度使其在宇宙学感兴趣的距离下可以探测到以及与特高光度的红外星系成协的特性使其始终是巨脉泽天体物理研究的主要焦点。

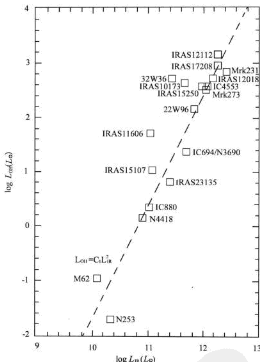


图 3.10 OH 巨脉泽光度与远红外（FIR）辐射场光度的关系，虚线是 $L_{OH}\propto L_{IR}^2$ 线(Bann 1989)

3.7.2 河外 H_2O 巨脉泽

H_2O 的 $6_{16}\rightarrow5_{23}$ 巨脉泽首次在 NGC4945 探测到(Dos Santos & Lépine 1979)，其光度约 $20L_\odot$。Braatz(2005 年 11 月)的统计指出在千余星系中，探测到 70 个河外 H_2O MASER。它们有的是在星系核的盘上，例如 NGC 4258(Herrnstein *et al.*1999)；有的与强的射电喷流成协，例如

NGC1052(Claussen *et al.*1998) 和 Mrk348(Peck *et al.* 2001)；也有的与盘及喷流无关，例如 NGC3079 (Hagiwara *et al.* 2002)。这些 H_2O 能级 6_{16} 与 5_{23} 布居反转的分子云有机会与小尺度的 HⅡ区以及射电连续源重叠在一起，从而导致巨脉泽的出现。出现这种情况的几率不大，搜寻的产出率不高。OH 与 H_2O 的巨脉泽的一些特征可以用射电连续谱被前置分子气体的未饱和脉泽放大模型来解释。一个星系要生成可观测的脉泽发射需要在分子盘的近边处有一个嵌入的射电源，而且又有形成分子能级反转的抽运。已观测到巨脉泽的分子均满足这些条件。但是在致密 HⅡ区 H_2O 脉泽出现所要求的密度高于 OH 脉泽，因此 H_2O 脉泽仅出现在云的核心处，且该部分云正相对核心作相向或反向的运动，而 OH 则可以出现在比较大的范围内。于是 H_2O 脉泽与 OH 脉泽相比:谱线窄；脉泽区小；时变的时标短；增益相对地高，并且相对速度大。

通过河外 H_2O 巨脉泽可以对活动星系核的吸积盘作成图研究；可以推算超巨核的质量；求得星系的直接几何距离和研究核喷流与致密分子物质间的相互作用。

至今已观测 5 种分子样品的河外脉泽。除 OH 和 H_2O 分子外还有 H_2CO 、SiO 和 CH 分子。河外 H_2CO 脉泽（4829MHz）是在 Arp220 首次探测到的。H_2CO 脉泽的放大区域是大尺度的致密云，抽运是来自核源的射电辐射场。已探测到的 H_2CO 巨脉泽不多，但根据初步结果可以设想 H_2CO 与 OH 巨脉泽是在一起的。SiO v=1 J=2→1（86.24335GHz）脉泽在大麦哲伦云（LMC）探测到，其特征与银河系巨星拱星包层观测到的脉泽相似。CH（3264MHz）在 LMC、NGC 4645 和 NGC 5128（Cen A）和 CH（3335MHz）在 LMC 观测到。上述三种分子的发射线的特征与银河系的弱脉泽线相似，因此没有成为河外天体物理的研究重点。

第四章　分子云与恒星形成及其微波谱线诊断

恒星形成于分子云，同时又通过星风、物质外流、大质量恒星的 UV 辐射、超新星爆发等过程动态地改变着其母体分子云的环境。换而言之，恒星形成的每一个过程都在其母体分子云中留下痕迹。我们可以通过对这些痕迹的诊断分析最终描绘出恒星形成的完整图像。因此，对分子云物理化学环境的研究便成了我们了解恒星形成过程的必由之路。由于分子云中尘埃的消光作用而使得光学和近红外的观测受到严重限制。然而这却正是微波波段的用武之地。微波谱线观测所研究的主要对象就是分子云及其中发生的恒星形成过程中的各种成协现象。半个多世纪以来积累的关于分子云与恒星形成的基本理论无不紧密依赖于天体微波谱线的观测与分析结果。前面我们已经介绍了原子谱线、射电复合线和脉泽线以及它们在天体物理中的诊断作用，如 C Ⅰ 线可用以研究分子云中的光致离解区（PDR）；H 射电复合线则是研究超致密 HⅡ区（UCHⅡ）的理想探针；而各种脉泽谱线则是研究分子云中极端物理条件的必备利器。本章将要介绍的各种分子的热谱线则是微波谱线中最为丰富的，它们是全面了解分子云中的物理化学条件所必不可少的诊断工具。

为了更好地理解这些分子谱线的诊断探针作用，我们首先在 4.1 节中用一定的篇幅介绍作为微波分子谱线研究主体的分子云与恒星形成的基本概念及相关的研究进展，然后在 4.2 节着重介绍微波分子谱线对分子云中物理化学条件的各种诊断方法，并在 4.3 节和 4.4 节对几个典型的探针分子从结构、能级出发，介绍它们在分子云中的常见谱线以及在天体物理研究中的具体应用。

4.1　分子云与恒星形成的基本概念

4.1.1　分子云的基础知识

恒星形成于分子云——这是自 1970 年发现星际 CO 分子后恒星形成领域最重要的研究成果之一。那么什么是分子云？它又是怎么形成并演化的呢？它的物理结构又如何呢？相关的研究有着极其丰富的内容，我们在

本节中只简单介绍一些相关的名词概念、罗列一些观测事实并对部分重要的研究成果加以总结。更详细的描述请读者参阅 Blitz & Williams（1999）、Myers（1999）、Larson（2003）、Lada（2005）等的综述性文章及其中相关引文。

4.1.1.1　分子云的基本性质

什么是分子云？顾名思义其主要成分是分子气体，亦即其中的氢几乎都是以分子的形式存在的。恒星作为宇宙中发光物质的基本单元就是从这些分子云中形成的。CO 分子转动谱线的银河系巡天（详见 4.3 节）发现冷的分子气体是星际介质（ISM）的重要组成部分：太阳附近的星际介质中近一半的质量是由分子云组成，而内银河部分和银河中心区域的 ISM 中分子气体则占了更大的部分。下面我们主要讨论分子云的基本性质。

首先，分子云是由分子组成的密度较高的分子气体凝聚物，并非像有时所假设的那样是空间上独立运动的，分子云是星际介质中密度最高的部分，它们周围还包裹着密度较低的原子气体包层。尽管分子云通常看上去有较为明显的边界，但这些边界并不代表物质分布的边界，而只是从分子气体到原子气体的快速过渡。

其次，分子云是一种暂现（transient）结构，它们很快地形成、演化并最终耗散到星际介质中进入下一轮循环，这些过程都发生在一个与它们内部湍流跨越时间相当的时标内。大量的证据表明恒星形成是一个非常快的过程，而分子云作为恒星的诞生地在恒星形成之后不久会遭到破坏或耗散掉，因此其寿命也应该较为短暂（约几个 10^7 年）。分子云寿命可以从与之成协的年轻星或星团的年龄[大约$(1\sim2)\times10^7$年]做出推断，也可以用观测到的分子云及云核中分子的丰度作为“化学时钟”做出估计，还可以从整个银河系内因恒星形成导致的分子云耗散时间[大约$(2\sim5)\times10^8$ 年]加以限制。上述方法所得到的分子云寿命都支持短寿命的分子云形成模式。

第三，分子云是高度结构化的，其不规则的结构以及复杂的形状不像任何静态结构。分子云中的气体分布很不均匀，气体密度可以变化好几个量级：一个 GMC 整体平均氢分子数密度为$\langle n(H_2)\rangle\approx20\ cm^{-3}$，其中大一点儿的团块$\langle n(H_2)\rangle\approx10^3\ cm^{-3}$，而更小尺度的星前核则有$\langle n(H_2)\rangle\approx10^5\ cm^{-3}$。分子云的内部结构是部分等级式的，也即较大的结构是由较小的子结构组成的，而且这些结构的某些特征类似分形模型（Elmegreen *et al.* 2000）。观测到的分子云的结构通常是极不规则的、纤维状的，看上去像被风吹过的一样，其形状和湍流表面非常类似，这意味着分子云的形状可能是由湍

动引起的，而且这种形状应该是在快速动态地改变着的。

分子云中分子的丰度随密度的增加而增加，因为氢分子形成于尘埃颗粒的表面，而其形成速率随密度的增加而加快。另外，分子云需要有一定密度的尘埃提供足够的不透明度以保证其中的分子不受紫外辐射的破坏，这需要分子云的柱密度至少为 20 $M_\odot$ pc^{-2}（Elmegreen 1993）。绝大多数分子云的柱密度都远大于这个值，因而通常是相当不透明的，典型的柱密度的量级为 10^2 $M_\odot$ pc^{-2}。分子云的高密度使碰撞激发的原子和分子谱线发射过程变得非常有效，而这些谱线发射是分子云主要冷却剂；同时高的不透明度使其受外部辐射场加热的速率变慢；其结果最终使分子云保持较冷，典型温度在 10~20K。当然被新形成的大质量年轻星所照亮的局部区域的温度可以高达 100K 甚至更高。在那些正在塌缩的密度极高的稠密核中，气体和尘埃充分耦合，温度较低且在很大的密度范围内都几乎保持不变，约为 10K。这一温度特征在恒星形成过程中非常重要，因为正是由于这样一个较低且近乎常数的温度，使质量≤$1M_\odot$ 的稠密核的塌缩成为可能。

4.1.1.2 分子云的分类

分子云自被发现以来，曾经有过多种分类方法。如 Winnewisser(1979) 根据成协特性将分子云分为：与电离氢（HⅡ）区成协的巨分子云、暗云、晚型星包层以及与年轻星成协的脉泽源。Goldsmith(1987)则根据分子云尺度递减的顺序把分子云分为：分子云复合体（complex）→云（cloud）→云核（cloud core）→团块（clump）。同时又按照分子云谱线发射区域的物理性质分为：巨分子云、暗云以及拱星云，它们分别与大质量恒星、小质量恒星以及演化星（evolved star）成协。Turner(1988)年又根据致密分子云中的气体温度将其分为较冷（温度 T≤20K）的 A 组和较热（温度 T≥20K）的 B 组。B 组的云一般都是大质量恒星形成区，而 A 组均为小分子云。Myers(1995)则根据云的几何形态及成协星的质量层次（从小到大）将正在形成恒星的分子云分为：弥漫云、球状体、稠密核、暗条云（dark-filament）、暗云核（dark-core）、巨条云（giant-filament）以及巨云核（giant-core）。可见这些不同尺度的分子气体的聚集物并没有明确的划分，因此也没有通常意义上可以接受的各自的名词。不过我们现在通常提到“云”、“团块”以及“核”等分子云中不同层次的结构是按照分子云的等级式结构从大到小划分的（Blitz & Williams，1999）。“云”是指那些其中的气体基本上都是分子的区域。银河系中几乎所有已知的分子云都可探测到 CO。“团块”是指在较大的云中任何密度增强的区域，或者指那些

可以从分子谱线（如 CO）图里证认出来在 *l-b-v*（*l*、*b*、*v* 分别为银经、银纬和速度）空间的连续区域。星团就是从那些大质量团块中形成的。尽管大部分星团是非束缚的，但是形成它们的气体是束缚的。“核”是指一种密度较高的处于自引力束缚并最终可能会塌缩形成单个恒星或星群的特殊的团块。不过并非所有形成恒星的原料都必须来自核中，有些可能是从周围团块或云中竞争吸积得来（Bonnell *et al.*1997，另见下面讨论）。要注意的是这里“核”是比“团块”更小的结构，这与 Goldsmith 的分类正好相反。因此读者在阅读相关的文献时要注意，相同的名词（如团块、云核等）在不同的文献中可能代表不同的对象。

4.1.1.3　分子云成分

分子云的主要成分是分子。但其中还包括尘埃颗粒、原子、离子和恒星。在此我们简要地描述每一部分在分子云物理学中的角色。

我们目前已经知道140多种星际分子的上千条厘米、毫米、亚毫米波段的谱线(见附录A.7节表A.5, A.8节表A.6)。从最简单的双原子分子（如OH、CH、CO和CS等以及它们的同位素分子）到最复杂的碳链和碳环分子。其中很大一部分属于有机分子，有些还是最先在星际空间发现，然后在实验室用光谱分析证认的。目前所知道的最大的星际分子是$HC_{11}N$碳链，而更长的碳链如$HC_{17}N$则是在实验室利用更加灵敏的分光技术发现的。分子CO、H_2O和它们的同位素分子的转动谱线作为分子云气体的主要冷却剂，在很大程度上抵消了宇宙射线和外部UV光子对分子云的加热作用，使整个分子云达到10K左右的平衡温度。如果没有这些分子谱线的冷却，分子云的温度将会高达到约100K，接近弥散云的温度。

尘埃颗粒是形成于晚型星大气中并被星风吹到星际介质中去的固体颗粒。也有少部分来自（超）新星，但它们也可以在星际介质中被破坏并重新形成。只占星际介质总值量的大约 1%的尘埃颗粒对星际介质中的物理与化学过程、银河系中的能量平衡、星际云的演化与恒星形成甚至宇宙射线加速的初始阶段等都起着至关重要的作用。尘埃颗粒主要是由游离态的碳和无定型的硅酸盐组成的。它们的典型尺度约为 0.1 微米，变化范围从纳米级到微米级，最小可以到大分子的尺寸。在分子云中，尘埃颗粒是气体密度超过 $10^5 cm^{-3}$ 时的主要的冷却剂。它的表面可以催化 H 形成 H_2。在稠密核中，原子或分子与尘埃颗粒碰撞会粘在其表面形成“冰幔”覆盖物（如 H_2O、CO、CO_2、NH_3、CH_4 等）。尘埃表面会发生化学反应，其中有些反应是气相化学中不可能发生的，因此尘埃起到了催化剂的作用。

尘埃颗粒受到刚形成的年轻恒星的加热后，会从幔层中蒸发出许多复杂分子。关于尘埃颗粒的性质可以参考 Roberge & Whittet（1996）的综述性文章。

分子云通常并非完全中性的，而是处于低电离状态（电离度为 $X_e<10^{-5}$），这是由于宇宙射线电离和 OB 恒星发出的紫外光子光致电离联合作用的结果。如果一个 OB 星在分子云中形成，它的 UV 光子会把一小部分云的气体完全电离（HⅡ区），而分子云的其他大部分很大程度上仍旧是中性。分子云的电离在物理上和化学上都是很重要的。分子云中大多数的气相化学反应是由电离粒子驱动的，尽管它们的丰度较低，但其影响力因反应截面较大而不容忽视。分子云中的微量电离可以通过离子与中性粒子碰撞使磁场和中性气体运动有效地耦合。这个机制允许磁流体动力学波和湍流的传播，从而磁场和中性气体可以作为单一的流体一起运动。这些磁流体动力学的运动有助于分子云支撑它们自身的引力。

恒星是分子云中最有趣也是最重要的组成部分。首先，分子云是所有已知年轻恒星诞生的地方，它为恒星形成过程提供初始条件。原恒星和年轻星天体（YSO）通常深埋在分子云中。越年轻的恒星埋得越深，也就越不容易观测到。分子云中蕴藏着各种演化阶段的恒星，从年仅 10^4 年而光度主要来自引力坍缩的早期原恒星，到年约 10^6 年而光度主要来自准静态收缩的金牛座 T 型星。分子云中恒星群的空间范围跨度也很大，从几个 pc 范围内没有任何“邻居”的如金牛座内的孤立的恒星到几个 pc 范围内有 1000 多颗恒星的如猎户座内的星团。分子云中恒星的质量从 0.1～30 $M_\odot$，几乎包括了所有已知恒星的质量范围。其次，嵌埋恒星通过它们的星风和外流为分子云中湍流动力学提供主要的能量来源。而那些最大质量恒星的星风、外流和辐射有可能会分解并驱散分子云气体从而使分子云的寿命不可能太长。

4.1.1.4 巨分子云（GMC）及其形成

分子云的 CO 成图观测发现一类空间延展的复合体即所谓分子云复合体或巨分子云（Giant Molecular Cloud 或简称 GMC）。它们的线尺度为 20~100pc，平均密度为 50~100cm^{-3}，质量为 10^5~10^6 $M_\odot$，而温度只有约 10K。无论从尺度还是质量上讲，GMC 都应算是银河系中最大的天体，但同时它们又几乎是整个宇宙中最冷的天体。目前已知的银河系中太阳圈内的 GMC 的数目大约为 200 多个。它们大多处于引力束缚状态。从分子谱线的线宽可以知道云中的速度弥散为 2~3 km s^{-1}，因此相应的气体运动

为超声速的（云中典型的声速 c_s 约为 0.2 km s^{-1}）。这种超声速的主要来源是分子气体的湍动，而非系统的大规模运动（如塌缩或膨胀）。例如 Larson（1981）发现的"尺度—线宽关系"：分子云内超声速湍流的线宽随尺度的增长而增长，即 $\Delta v \propto R^p$，其中幂指数 $p \approx 0.38$ 非常接近不可压流体的湍流的相应值 $p = 1/3$。分子云中到处是弥漫的磁场，其强度量级约为 10μG，相应的阿尔芬速度为 1~2 kms^{-1}，与观测到的谱线线宽相当。相应的磁临界质量为 $M_B \approx 5 \times 10^5 M_\odot$（McKee 1999）。这正是 GMC 的典型质量。

我们已经知道分子云是一种暂现结构，它们会不断地形成并被破坏。那么它们是怎样不断地从松散的星际气体组合而形成的呢？银河系中从星际气体聚集成为能够形成恒星的分子云的速率与恒星形成的速率有关，并且可以从观测到的分子云中的恒星形成率和恒星形成效率给出经验估计。我们知道银河系中总的恒星形成率约为 3 $M_\odot$/年，而一个典型的分子云中只有大约 2%或更少的质量最终转化为恒星（Myers *et al.*1986; Evans & Lada 1991），这说明每年至少有大约 150 $M_\odot$的分子云气体形成恒星。银河系中的气体总质量约为 $5 \times 10^9 M_\odot$，那么星际气体被聚集到 GMC 中所需的时间应该约为 3×10^7 年。类似的估计还得到太阳附近 GMC 的形成所需时间略长于银河系中的平均值，大约为 5×10^7 年（Larson 1992）。值得注意的是，这和前面提到的分子云的寿命相当，这意味着分子云的形成是一个快速的过程，而且其形成、演化以及瓦解等过程因时标相当而很难明确地从时间上区分开来，它们可能是在恒星形成复合体中的不同位置同时发生着的。

关于 GMC 形成机制的研究是一个尚无定论的课题。历史上曾提出过的分子云的形成机制主要可分为三大类：①小分子云的随机碰撞与凝聚；②包括热不稳定性、引力不稳定性和磁的瑞利—泰勒不稳定性（也即帕克不稳定性）等的各种不稳定性；③激波条件下的压力聚集，如超新星爆发产生的激波或星系中的激波。对上述每一个形成机制以及其他可能机制的详细综述请读者参阅 Elmegreen（1990）及其中的参考文献。

目前我们已经可以基本排除上述第一种机制的可能性，即分子云不大可能是由更小的分子云通过随机碰撞凝聚而成。其一，这种机制所预期的 GMC 的形成时间至少为 10^8 年，与前面给出的 GMC 的寿命相比至少说明分子云不可能主要通过这种机制形成；另外碰撞可能会使原来的云碎裂，而并非一定会聚合。其二，用 FCRAO 望远镜对银河系第二象限（Heyer

et al. 1998）和巨分子云 Mon OB1（Oliver ,Masheder & Thaddeus 1996）分子气体所作的高灵敏度巡天发现在银河旋臂和GMC附近遍布着一类低面亮度（等同于低面密度）的小质量分子云——Chaff。它们的总质量比银河系中的 GMC 总质量小至少一个数量级，因此 GMC 也不可能是从这些 Chaff 碰撞聚集形成的。因而我们可以排除任何形式的小分子云碰撞聚集而形成 GMC 的模式。

现在已基本清楚的是银盘中 GMC 是直接由 H Ⅰ 的聚集来形成，因为银河系的旋臂间极少有分子气体存在，而且在其他有巨大、清晰旋臂的旋涡星系（如 M51、M100 等）中，分子云通常都位于旋臂中。另外，太阳附近的原子气体和分子气体之间是紧密成协的，详细的成图还表明在云内的团块间介质主要是原子（例如, Williams & Maddalena 1996）。这些原子气体包层可能是凝聚为 GMC 之后的原子云的残余，或者是 GMC 中光致离解的气体，当然更有可能是二者的结合。在太阳附近，H Ⅰ 包层间距比它们的直径大得多：GMC 之间平均距离大约是 500pc，而分子云/H Ⅰ 包层复合体直径约 150~200 pc（Blitz 1990）。这些复合体因而区别于背景 H Ⅰ 而很容易被证认。最近对 M33 中 GMC 的高空间分辨率（约 50pc）CO（1→0）分子谱线观测以及对其中 GMC 和 H Ⅰ 暗条（filaments）关系的研究结果也支持 GMC 是直接由 H Ⅰ 聚集形成的（Engargiola *et al.*2003; Rosolowsky *et al.*2003）。然而，许多关于形成过程的细节，如银河系激波和磁场的作用等仍不是太清楚。另外，M33 中的研究也表明其中分子云是通过聚集小范围内（<500pc）的 H Ⅰ 气体形成的，即具有局域性。而这种形成机制中的角动量问题可以通过磁制动效应得以解决，也即形成分子云的前身 H Ⅰ 气体在聚集的过程中会产生磁场的扭折，这种扭折的初始角动量会通过磁流体动力学效应消散掉（Rosolowsky *et al.*2003）。

4.1.1.5 分子云的结构及其与恒星初始质量函数(IMF)的关系

前面已经提到分子云是高度结构化的，其中的团块和核作为星团或单个恒星的诞生地，它们的性质必然与恒星有着密切的关系。

一颗恒星的光谱、寿命和最终状态主要取决于其质量。因此理解恒星初始质量函数 IMF 的起源问题非常重要。虽然我们通常假设 IMF 的形式是不变的，但由于它只是局域地可直接测量，了解它的起源将有助于我们预见它在不同的天体物理环境下可能怎样变化。

IMF 通常具有幂率谱的形式，从而质量谱有如下形式

$$dN/dM \propto M^{-\alpha} \tag{4.1}$$

对 IMF 形式的解释大多以分子谱线发射所揭示的云和团块的质量谱为出发点，即 $dN/dM \propto M^{-\alpha}$，$\alpha \approx 1.5$。然而，大多数这类结构中并没有恒星形成，星团中的大部分恒星形成于分子云中那些最大质量的团块里。只有在获得了关于团块如何形成以及这些团块如何碎裂成能形成单个恒星的核的更完整的图像后，才有可能真正理解 IMF 的起源。

分子云的内部结构反映了它们是由非均匀原子 ISM 形成的，并且在中等密度 $n(H_2) \approx 10^3 cm^{-3}$ 下，在所有能够自引力束缚的尺度都是自相似的。在这种情况下，团块质量谱具有相似的幂律指数 $\alpha \approx 1.6 \sim 1.8$，而与云内恒星形成性质无关。在更高密度及更小尺度下，当线宽趋近于它们的热宽度时，明显偏离这一自相似描述。这一偏离也许标志着云的演化和恒星形成间的界限。

形成单个恒星（或多星系统）的核的典型平均密度为 $n(H_2) \approx 10^5 cm^{-3}$，并且可以观测到高激发谱线或大偶极矩分子的跃迁谱线，以及毫米、亚毫米波段尘埃连续谱辐射。由于密度较高，核的面积填充比即便是在星团形成环境中也很低。因而对核的搜寻一般都巡着恒星形成活动的“足迹”，例如 IRAS 发射、外流等，但系统的无偏搜寻在过去还是比较少的。不过，随着观测技术日新月异的提高，现在已经可以进行较大天区的毫米连续谱巡天。如在ρ Ophiuchus 分子云[Motte, André & Neri（1998）]和 Serpens 分子云中（Testi & Sargent，1998）的毫米波连续谱成图发现大量嵌埋年轻原恒星以及无星核。这些核的质量谱谱指数α>2.1，接近于恒星 IMF 的斜率α=2.35（Salpeter 1955），而明显地比团块的质量谱更陡。孤立的恒星形成核所组成的原星团（proto-cluster）的质量谱趋近于 Salpeter 的 IMF，充分表明在云中形成的恒星质量与其结构紧密相关。然而，这些研究还不能确定团块是否处于自引力状态，这是证明这些连续谱核确实在形成恒星的必要条件。这就需要进一步的谱线观测来确定无星核是处于自引力状态或是正在塌缩形成原恒星。对这些核的结构、动力学以及分布的研究，将有助于我们更好地理解分子云结构及演化和恒星 IMF 之间的关系。

鉴于对星团环境中单个核的高分辨率研究变得更普遍，恒星质量和核质量之间关系的确定将会更为精确。如果核的质量谱真的类似于恒星 IMF，那么核的质量中转化为恒星的质量比率（即核的恒星形成效率）应该近似地与质量无关，而恒星 IMF 主要由云的分裂过程决定。通过测量大量不同分子云里不同星团中核的质量谱，大尺度结构和环境对 IMF 的影响便可以得到确认。

4.1.1.6 分子云的碎裂与塌缩

正如上面已经提到的，恒星形成活动应该是在GMC形成之后不久便开始的。塌缩与恒星形成发生在分子云中密度最高的部分，即使云并没有整体的塌缩。而事实上绝大多数的正在形成恒星的分子云都没有观测到任何整体快速塌缩的证据，相反倒是有证据表明它们中有许多正在被耗散。按照经典的恒星形成图像，恒星形成过程包括分子云或者其中一部分的引力塌缩过程以及随之发生的云碎裂成为越来越小的引力束缚团块的过程。

（1）碎裂。

年轻恒星与分子云中密度较高的部分成协，其中那些最稠密的分子云核更可能是恒星或星群的前身。那么是什么机制造成分子云的这种通常包括各种尺度的等级式团块结构的呢？这其中可能主要有两个基本过程：分子云中小的密度扰动经自引力放大所引起的引力碎裂，以及激波中压缩气体的等级式超声速湍动。当然更有可能是二者的综合效应。下面我们来进一步分析它们的影响：

1）引力不稳定性：

在一个不考虑转动、磁场以及湍动而压力恒定的均匀无限介质中，其平面波密度扰动的短波扰动是压力主导的并以声速传播，而大于某一临界波长的扰动将会变成引力主导而不稳定，它将不再传播而将随时间指数增长。这一临界波长就是所谓"金斯长度"λ_J（Jeans, 1902）。对一个密度ρ均匀、温度T恒定的等温介质，金斯长度可以表示为

$$\lambda_J = \pi^{1/2} c_s (G\rho)^{-1/2} \tag{4.2}$$

其中$c_s=(kT/m)^{1/2}$为等温声速，m为粒子平均质量。

相应的产生引力不稳定密度扰动的最小临界质量就是所谓金斯质量M_J（Jeans, 1928）。当分子云的质量$M>M_J$时，就会引起引力塌缩。假设密度扰动或者形成恒星的团块的空间尺度差不多，也即考虑一个边长为λ_J的立方体，那么金斯质量可以表示为

$$M_J = \rho\lambda_J^{\,3} = 5.57 c_s^{\,3} / G^{3/2}\rho^{1/2} \tag{4.3}$$

（Spitzer 1978）。而如果考虑球面波而不是平面波密度扰动，那么只要将上式中的系数5.57改为8.53即可（Larson 1985）。

可以看出上述的金斯分析基于很多近似，并且甚至在数学上并不一致，因为它忽略了背景介质的塌缩。后来的各种更加"严格"的分析表明（4.3）式中的金斯质量是分子云碎裂最小质量的一个非常有用的近似，

而与碎裂结构的形状、状态方程或平衡状态等无关。各种分析得到的临界质量都有着与（4.3）式类似的形式，只是其中的系数有所不同。如垂直方向处于动力学平衡的平面平行层介质中的临界质量系数为 5.86；而平衡的圆柱状或丝状物中的临界质量系数在 3.32～6.28 之间（Larson 1985）。如果星前核形成时近似平衡态并近似与周围介质压力平衡，那么一个有限的并且温度和边界压力固定的等温平衡球可能更适合于恒星形成的情况。这时所得到的临界半径与临界质量分别为

$$R_{BE} = 0.48 c_s^2 / G^{1/2} P^{1/2} \tag{4.4}$$

$$M_{BE} = 1.18 c_s^4 / G^{3/2} P^{1/2} \tag{4.5}$$

其中声速 c_s 和边界压强 P 恒定（Spitzer 1968）。具有这种临界性质的等温球通常又被称作"Bonnor-Ebert 球"，因为 Bonnor（1956）和 Ebert（1957）分别独立研究并得出上述结论。考虑等温介质中压强与密度的关系后，公式（4.4）和（4.5）就可以和金斯长度及金斯质量联系起来了。而其中更小的数值系数恰好反映了这样一个事实：Bonner-Ebert 球只包括那些密度高于背景介质的物质，而金斯长度所贯穿的区域则还包括那些密度更低的介质，它们可能塌缩也可能不塌缩。另外，等温丝状物碎裂可能产生非球对称的平衡结构，研究表明这些非球形团块有着与 Bonnor-Ebert 球相似的稳定性特征（Curry 2002）。

2）转动、磁场和湍动的影响：

当然细致的研究还应考虑到云的转动、磁场以及湍动等对云的支撑作用，相关的具体讨论因篇幅有限在此不予详述，有兴趣的读者可以阅读 Larson（2003）的综述文章参以及其中的参考文献。

总而言之，对转动和磁场而言，只要它们还不足以完全抑制引力不稳定性，那么金斯长度和金斯质量仍旧是比较好的近似。湍动可以在许多情形下大致上平衡云的自引力，因此对于控制云的结构与演化可能有着和引力同样重要的作用。从观测到的普遍较宽的分子谱线轮廓我们知道分子云中的湍动基本上是超声速的，而只在最小尺度的团块（如星前核）内变为亚声速。从超声速到亚声速的过渡发生在 0.05~0.1pc 的尺度上，这差不多正好是观测到的星前核的大小，也可能就是因湍动所致的压缩结构的一个下限尺度。但至于湍动到底如何影响云的形成，至今仍不十分清楚。关于正在塌缩与碎裂的分子云的数值模拟结果对湍动的引入并不十分敏感，碎裂的尺度似乎总与初始金斯质量相仿，尽管质量可能会由于塌缩过程中的

压缩而有所减少（Larson 1978; Bonnel & Bate 2002）。因此很有可能湍动和转动、磁场一样在恒星形成过程中起到一种调节而不是控制作用，也许会影响到年轻恒星和恒星系统的统计特性和空间分布等。

（2）塌缩。

星前核塌缩的结果依赖于初始条件以及塌缩是怎样开始的。我们虽然已经从前面的内容了解到经过分子云动力学形成分子云核的过程是相当复杂的，但是至于具体的过程如何，我们至今尚未完全弄清楚，因此也就很难精确地确定它们是怎样开始塌缩的。目前被广泛研究的可以描述一个球状云的塌缩是如何被启动的模型有两种：其中之一假设塌缩开始于一个不稳定的或者临界稳定的气体团块，团块中的引力克服了热压力而引起失控的快速动力学塌缩（Hayashi 1966），其中气体的塌缩速度约为声速的两倍；另一模型则假设星前核最初是磁场支撑的，并渐渐通过双极扩散凝聚形成，从而气体穿过磁力线慢慢地收缩（Shu 1977; Shu *et al.*1987）。双极扩散是指分子云中的带电粒子（电子和离子）与磁场耦合共同产生相对于不受磁场作用的中性粒子的滑移的过程。由于这种双极扩散的时标（τ_{AD} $\approx 10^7$ 年）比自由塌缩时标（$\tau_{ff} \approx 10^6$ 年）大一个量级，因此这种收缩过程是准静态的。这种准静态收缩过程所形成的核会变得中心越来越聚集且热压力支撑慢慢占上风，并最终形成没有磁场支撑且密度分布为$\rho = c_s^2/2\pi G r^2$的奇异等温球（Singular Isothermal Sphere，SIS）。然而这种状态是不稳定的，甚至可能是真实的物理过程无法达到的（Whitworth *et al.* 1996）。而事实上有关的详细计算表明双极扩散过程从未被真正严密地理解过，因为动力学塌缩在达到奇异状态之前很久就已经开始（Mouschovias & Ciolek 1999）。尽管如此，SIS 仍旧以其简明的形式而成为广泛采用的恒星形成的所谓“标准模型”。当然，更真实的模型应该是介于上述两种模型之间，即有限制的快速和慢速塌缩。

我们知道不考虑压力梯度的情况下，一个均匀气体球的塌缩将以自由塌缩时标

$$\tau_{ff} = \sqrt{3\pi/32G\rho} \tag{4.6}$$

进行（Spitzer 1978），对于典型的 GMC 有$\tau_{ff} \approx 2 \sim 4\times10^6$年。如果考虑一定的压力梯度，塌缩则会有所减速。但是对某一半径处的壳层而言，其中的质量塌缩到中心所需的时间仍近似等于按照壳层中平均密度所计算的自由塌所时标。因此，密度较高的内部区域总是会比外部区域塌所得快，密度分布也就会呈现中心峰值，并且计算表明等温塌缩球的密度分布在较

小的半径处会有渐近$\rho \propto r^{-2}$的形式。研究表明在塌缩云核中只有一小部分质量首先达到足够形成恒星的密度，而其余大部分质量仍被保留在一个较为延展的塌缩包层中。具有较小初始质量的中央原恒星形成于核中央并通过不断吸积周围包层中的物质而增加质量。

和前面讨论云的碎裂时一样，我们在研究云核的塌缩时还需要考虑分子云的转动、磁场以及湍动等，下面进一步讨论它们的影响。

1) 伴随转动的塌缩：

观测表明绝大多数分子云都在转动。一个典型的星前核的角动量通常比一个恒星的角动量高好几个数量级。这就是恒星形成研究中两大难题之一的所谓“角动量问题”。那么角动量真的不守恒了吗？其实不然，因为大多数情况下，带有转动的塌缩会导致双星或多星系统的形成，此时初始角动量中的很大一部分被转化为系统的轨道角动量。同时，过剩的角动量可以通过磁制动效应转移到周围介质中。研究表明转动不会阻止密度奇点（在核的最中央密度无穷大）的形成，因为在核的中心附近压力和引力相互竞争的结果是那里的离心力永远不会强到足以停止中心密度的增加（Narita *et al.* 1984）。不过，在有转动的情形下，大部分质量会被保留在围绕中央密度奇点的由离心力支撑的盘中。这一星周盘最终会变得引力不稳定或临界稳定，并可能导致两种结果：一种可能是漩涡密度扰动引起的引力扭矩会导致角动量的向外传输从而产生向着中央天体的质量流；另一种可能是盘最终会碎裂并形成双星或多星系统。

2) 伴随磁场的塌缩：

磁场一直被认为是支撑分子云引力塌缩的重要因素之一。提到磁场，我们就不得不提一下恒星形成研究中的另一个难题，即“磁流问题”：分子云核中的磁流（或磁通量）比质量相当的恒星表面磁流高好几个数量级。显然，在恒星形成的过程中发生了磁流损失，前面提到的双极扩散和磁制动效应是目前理解的解决“磁流问题”的重要机制。另外，还有研究表明带有磁场的云核塌缩发展到了中央质量吸积阶段后，吸积包层的内部区域呈现弱电离状态，此时双极扩散会再生效并可能会转移走绝大部分的初始磁流，从而解决“磁流问题”（Ciolek & Konigl 1998）。许多相关的工作都致力于模型分析磁场支撑的最初由缓慢的双极扩散形成的分子云核的演化（Shu *et al.* 1987; Mouschovias & Ciolek 1999）。随着中心部分慢慢地收缩，自引力会变得越来越重要而且云核会在磁场方向变得越来越扁平而有可能形成盘。不过，详细的计算表明云核中心附近的引力会在密度还没有

增加很多时就很快克服磁场的支撑而使云核进入动力学塌缩阶段。此时中心区域密度的典型值为$<10^5 cm^{-3}$（Basu & Mouschovias 1995a,b）。因此可以预言那些观测到的星前核中动力学塌缩已经开始（Ciolek & Basu 2000）。而且塌缩会因双极扩散的继续带走磁流而加速，并逐步发展为和没有磁场时类似的情形：失控的塌缩会形成一个中心密度奇点。动力学塌缩一旦开始，即便在有磁场的情况下中心密度奇点也会以近乎自相似的方式发展，而且密度分布同样会有渐近$\rho \propto r^{-2}$的形式，只是包层会变得扁平，磁场的存在会在某种程度上使塌缩有所减速。Li 和 Shu（1996）研究了包括磁场支撑的更一般化的 SIS 模型，并推导出一个磁化的等温奇异盘的解，这样一个系统接下去的演化过程将主要是从盘到中央原恒星的吸积过程。

3) 伴随湍动的塌缩：

Nakano（1998）对上述双极扩散模型提出质疑，并认为观测到的星前核不可能是磁场支撑的，否则将无法解释观测到的柱密度增强以及湍动程度。湍动对云核的支撑可能比磁力更重要，动力学塌缩则更多地是由湍动的耗散所致而非双极扩散（另可参见 Williams & Myers 2000）。在整个塌缩过程中，磁力由于总是小于引力而并不非常重要，其作用只是在某种程度上使塌缩有所减速。Aikawa 等（2003）对正在形成恒星的云核中各种分子谱线的观测发现分子的相对丰度与快速塌缩云核所预言的基本一致，而与因磁场或其他效应而明显减速的塌缩云核所预言的相去较远。这至少说明磁场不会使云核的塌缩减速太多。

恒星形成通常发生在光学不可见的分子云深处。在密度很高（约$10^5 cm^{-3}$）而温度却很低（约 10K）的典型的分子云稠密核中，自引力可以很轻松地克服热压力。如果热压力是唯一能和自引力抗衡的力，那么很容易想象稠密核会很快塌缩并形成恒星。事实上绝大多数的分子云也确实在形成恒星，只是效率并不高，仅仅百分之几的分子云质量转化为恒星。这是因为恒星形成其实是一个很复杂的过程，除了热压力外我们还需考虑诸如磁场、湍动等对分子云的支撑作用。小质量（$m<2\sim3\ M_{\odot}$）与大质量恒星（$m\geqslant 10\ M_{\odot}$）的形成以及孤立的与星团形式的恒星形成均表现出许多不同的观测特征，下面分别介绍。

4.1.2 小质量恒星形成

4.1.2.1 孤立的小质量恒星形成的基本过程

小质量恒星可以相对孤立地形成，加之演化时标较长，距离较近，形

成后对母体分子云的破坏较少等优势，因此有较为丰富的观测资料，且易于建立理论模型。近年来的地面红外与（亚）毫米波观测为恒星形成的各个阶段的基本图像勾勒出了一个较明朗的轮廓。目前 Shu 等（1987）关于恒星形成的所谓“标准理论”就是基于孤立小质量恒星形成过程的研究而建立的。在这一理论中，整个恒星从分子云中形成的主要过程可以被分解为 4 个阶段：①分子云核的形成；②原恒星及盘的形成；③分子外向流的产生；④主序前星及尘埃吸积盘的形成。整个过程以分子云核的塌缩为起点，经历原恒星吸积并同时发生超声速外向流的一段嵌埋相，最终形成光学可见的年轻星并大多伴随着一个残存的星周吸积盘。

4.1.2.2　球状体与暗云核

小球状体无疑是最理想的寻找孤立的恒星形成的天体。Clemens 和 Barvainis（1988）建立的一个包括 248 个球状体的星表是所有这方面研究的基础。研究表明其中有 23%的球状体中有嵌埋的红外源，它们有着与典型的恒星形成区一样的能谱分布；三分之一的源中探测到外向流的证据（Yun & Clemens 1992; Henning & Launhardt 1998）。可见孤立的球状体中确实有恒星形成发生。

暗云核是在较大的暗分子云中发现的一类较为孤立的不透明度较高的区域（例如 Myers & Benson 1983）。这些暗云核中有一半与 IRAS 源成协，表明这些暗云中也有恒星形成发生。NH_3 低激发的转动反演线的成图观测表明这些核中密度较高且其中的湍动为亚声速的（Myers & Benson 1983; Benson & Myers 1989；详见 4.4.1 节）。

尽管这些球状体和暗云核的性质各自差异较大，但大致上它们的大小都在 0.1pc 的量级而质量都在 10 $M_\odot$的量级，一般都较冷（约 10K），气体密度 n 约为 $10^{4\sim5}$ cm^{-3}。这些参数可以被看做是小质量恒星形成的初始条件，也就是所有关于小质量恒星形成理论的输入参数。关于云核的形成，无外乎两种不同的途径：原本处于亚临界状态的云核通过双极扩散变成超临界状态；或者那些原本由湍动支撑的核通过湍动的耗散使原本亚临界的变成超临界状态（Myers & Lazarian 1998）。

4.1.2.3　云核的塌缩

在任何关于恒星形成的理论中，引力塌缩起着关键性的作用，它是恒星形成过程的起点。那么我们是否有关于分子云（核）塌缩的观测证据呢？天文学家们在对分子云核塌缩证据的不断搜寻中，逐步发展了一种利用谱线轮廓来认证塌缩运动的方法。其基本思路如下（见图 4.1）：由内而外的

塌缩模型给出稳态包层中的速度轮廓为 $v(r) \propto r^{-1/2}$。只要具有足够的光深，谱线的线心位置就产生一个较窄的吸收（图 4.1 左）。并且蓝移的峰要比红移的强，这可以由图 4.1（右）示意的等视向速度图得到很好的解释。因为 $v(r) \propto r^{-1/2}$ 的速度场会使任意一个视线方向都有两个点有同样的多普勒速度，且靠近中央的点具有较高的激发温度 T_{ex}（尤其对那些较难激发的谱线）。具体到图 4.1（右）中就有 $T_{ex}(R_2) > T_{ex}(R_1)$ 和 $T_{ex}(B_2) > T_{ex}(B_1)$，如果谱线光深足够大，那么激发温度较低的 R_1 就会遮挡 R_2，

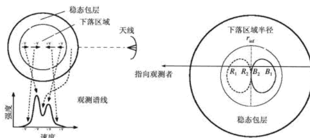


图 4.1 一个正在经历由内而外塌缩的云（核）中塌缩特征谱各部分的形成原理示意图（详见正文）。左图：塌缩区域以外的稳态包层对应于谱线中的吸收谷，蓝移和红移的峰分别来自云的后面和前面部分（相对于云的中心）。靠近云（核）的中心部分的较快的塌缩对应于线翼部分，但是常常与外向流所产生的线翼混淆在一起（Evans 1999）。右图：塌缩云（核）中光学厚的高激发谱线产生蓝不对称性的原理示意图（Zhou & Evans 1994）

而对于蓝移部分，激发温度较高的 B_2 在 B_1 前面，从而造成蓝移的峰强于红移的峰的谱线轮廓（Zhou & Evans 1994）。这种所谓的“蓝不对称性”谱线轮廓便成了分子云核的塌缩特征谱。并且这种不对称性会随谱线的光深以及气体下落速度的增加而加剧（Myers *et al.*1996）。球状体 B335 就是具有这种塌缩特征谱的一个最典型的例子（详见 4.4.2 和 4.4.3 的讨论）。值得注意的是，选择合适的分子谱线是非常重要的，它们应该具有较高的临界密度和足够的光学深度，前者是为了保证谱线示踪的是高密度的云核部分（也即真正发生的塌缩部分），而后者则是为了能看到清晰的“蓝不对称性”谱线轮廓。当然，实际的情况会很复杂，分子云中的湍动、转动和外向流等都会对谱线轮廓产生影响。这就需要进一步细致地较高分辨率

的谱线成图观测以区分不同的运动学过程。Mardones 等（1997）提出的谱线不对称的量化参数被广泛地采用作为认证分子气体塌缩的方法。他们定义谱线的不对称参量为：

$$\delta v = (v_{\rm thick} - v_{\rm thin}) / \Delta v_{\rm thin} \tag{4.7}$$

其中 $v_{\rm thick}$、$v_{\rm thin}$ 分别表示光学厚和光学薄的两条谱线的峰值速度，$\Delta v_{\rm thin}$ 则表示光学薄谱线的线宽。$\delta v < 0$ 表示谱线有“蓝不对称性”，而且 $|\delta v|$ 越大表示不对称性越强。现在已经通过这种方法发现一批具有塌缩特征谱的恒星形成早期的稠密核（详见 4.4.2 和 4.4.3）。

4.1.2.4　小质量年轻天体的分类

IRAS 巡天为我们研究许多与之成协的稠密核提供了中远红外波段广泛的能谱分布信息（例如 Beichman *et al.*1986）。很自然地，人们想到了对这些红外源按照其能谱分布进行分类。按 2μm 以上的红外谱指数从大到小、能谱分布从红到蓝将它们分为三类即 Class Ⅰ、Class Ⅱ和 Class Ⅲ。其中 Class Ⅰ代表那些正在经历分子气体下落并同时伴随着分子外向流的源；Class Ⅱ代表那些存在有光学厚盘和星风的光学可见的金牛座 T 型星；Class Ⅲ 则代表那些已经耗散掉大部分星周物质并可能还残留一个光学薄盘或行星系统的主序前星。后来，毫米波、亚毫米波连续谱观测发现了一批能谱分布比 Class I 源更红的嵌埋年轻星。它们能谱分布的峰值位置在更长的波段。其中一些源也有成协的红外源以及强劲的双极外向流，说明中央天体已经形成。这就是所谓的 Class 0 源。这时候云核中的分子气体处于主吸积阶段，星周包层的质量明显大于中央天体的质量。能谱形状从 Class 0 到 Class Ⅲ 的变化正好对应于从年轻的源恒星到零龄主序星的演化过程。图 4.2 给出具体各类原恒星的能谱及演化特征（Bachiller *et al.*1996）。还有一些稠密核有（亚）毫米波连续谱的发射，但没有成协的 IRAS 点源，它们很有可能代表中央天体形成之前的阶段。这些源被称作“无星核”（starless cores；Benson & Myers 1989）或“星前核”（pre-protostellar-cores，PPCs；Ward-Thompson *et al.*1994），有时也被戏称为 Class –1（Evans 1999）。

4.1.2.5　分子外向流

强烈的高速气体外向流是恒星形成的最初标志之一。在从紫外到射电的非常广泛的波段范围都可以观测到这种活动的证据。20 世纪 50 年代初期赫比格—阿罗（Herbig-Haro，以下简称 HH）天体的发现及随后的一系

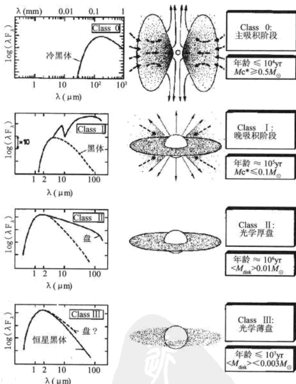


图 4.2 小质量年轻星天体能谱分布的演化序列及各阶段所对应的物理状态 (取自 Bachiller 1996)

列巡天观测和相关研究表明它是星风与环境介质相互作用产生的，且星风是从离恒星很近的地方吹出的。当星风与周围的分子云发生相互作用后便产生分子外向流，毫米波 CO 分子谱线观测是研究这一现象的最佳手段（详见 4.3.2 节）。通常所采用的方法是首先通过分子谱线（例如 CO）的线翼判断是否有分子外向流，因为高速的分子外向流会产生较宽的线翼发

射；并通过与光学薄的谱线的比较或通过速度通道图确定外向流的速度范围；然后通过细致的分子谱线成图认证所观测到的线翼是否真正来自外向流，因为外向流大多表现出双极特征，即外向流速度积分强度图表现为一个蓝移的瓣和一个红移的瓣，同时在速度—位置图中表现出明显的红移和蓝移速度特征。大量的观测表明各种质量的恒星在形成过程中都要经历这样一个高能量并通常表现为双极的质量流失过程。那么分子外向流何时产生呢？分子外向流的驱动机制又是什么呢?它在恒星形成的过程中扮演一个什么样的角色呢？这些都是全面理解恒星形成过程所需要解答的关键问题。我们把详细的讨论留到 4.3.4 节结合 CO 分子的转动谱线特征一起介绍。另外，读者也可参考最近的一些综述文章如 Bachiller（1996）、Bachiller 和 Taffala（1999）、Konigl 和 Pudritz（2000）以及 Richer 等（2000）。

4.1.3 大质量恒星形成

虽然 Shu 等人的这样一个基于引力塌缩和随后发生的吸积的理论可以很好地解释中小质量恒星的形成，但该理论在解释大质量恒星（$\geqslant 10M_\odot$）形成时却遇到了困难。因为一颗 $10\,M_\odot$的恒星所产生的辐射压会使吸积停止，从而无法形成更大质量的恒星。这是否意味着大质量恒星有可能是通过一种与小质量恒星截然不同的方式形成的呢？下面我们就来简单了解一下与大质量恒星形成相关的一些研究进展。

4.1.3.1 大质量恒星形成的基本图像：吸积与并合

与小质量恒星相比，大质量恒星形成的研究存在如下困难：①距离较远（约 10^3pc）。如此遥远距离的分子云核中的个体原恒星是很难分辨的，因此对大质量原恒星星周物质的运动学等性质的深入研究是非常困难的。②大质量恒星演化到零龄主序所需的时间要比小质量恒星短得多。一颗质量为 M_*、光度为 L_*、半径为 R_*的恒星的 Kelvin-Helmholtz 时标为，

$$t_{KH} = \frac{GM_*^2}{R_* L_*} \approx 3\times10^7 M_*^2 R_*^{-1} L_*^{-1} \tag{4.8}$$

其中 M_*、R_*和 L_*的单位分别为 $M_\odot$、$R_\odot$和 $L_\odot$、t_{KH}的单位为年，且对于上主序的恒星有质光关系 $L_* \propto M_*^{3.5}$。因此，O 型星的 Kelvin-Helmholtz 时标约 10^4年，而一颗像太阳一样的恒星则需要约 10^7年才能进入主序。而恒星从原本靠内部压力支撑自引力处于平衡状态的云中聚集形成恒星所需的时间，即所谓吸积时标为（Shu *et al.*1987），

$$t_{\mathrm{acc}} \approx GM_*^2/c_s^3 \approx 4\times10^4\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^2\left(\frac{c_s^3}{\mathrm{kms^{-1}}}\right)^{-3} \tag{4.9}$$

其中 c_s 为等温声速。对于上主序，$t_{\mathrm{acc}}/t_{\mathrm{KH}}<1$，OB 型恒星甚至在进入主序后仍有一段时间嵌埋于其母体云中并有可能还在吸积周围介质。③大质量恒星的形成往往会破坏其周围环境的物理条件、结构以及化学特性，给研究其形成环境和初始状态带来许多困难。因而，迄今为止大质量恒星的形成及其早期演化还依然是天体物理的一个未解之谜。

关于大质量恒星的形成目前主要有两种观点，简而言之就是吸积与并合。第一种观点认为大质量恒星由吸积形成，它需要解决上面提到的辐射压的问题。如考虑非球对称性吸积后辐射压的问题就不再那么严重了(McKee & Tan 2003)。不过 Yorke 和 Sonnhalter(2002)的二维吸积模型中还只能形成最大质量约为 40 $M_\odot$的恒星。而目前已经在大质量(约 $10^4M_\odot$)的年轻星团中发现质量为 150 $M_\odot$的恒星(Larson 2003)。Krumholz *et al.*(2005a)用一个三维模型给出了一个解决办法。他们注意到外向流在大质量恒星形成中的作用，指出光学薄的外向流可以带走很大一部分辐射，从而使星周包层保持相对较冷，核的塌缩也就更容易。而且外向流所形成的空腔越大，则辐射更容易“逃走”。这就从很大程度上缓解了更大质量的恒星在形成过程中辐射压过强的问题。基于吸积的大质量恒星形成理论其实不同于小质量恒星形成标准理论中的吸积。二者的根本区别在于大质量恒星的吸积过程一直延续到其进入主序阶段以后，而小质量恒星的吸积则在其演化到主序之前就停止了。另外，大质量恒星在形成过程中将近 90%的质量并非来自其初始团块或包层中，而是通过对离恒星较远的物质的不断竞争吸积获得的（Bonnell *et al.*2004）。Krumholz *et al.*（2005b）对 Bonnell 等的上述竞争吸积理论提出了质疑，因为其中用到的基本假设之一——形成恒星的云核的位力参数$\alpha_{\mathrm{vir}}=M_{\mathrm{vir}}/M_{\mathrm{core}}\approx0.01$ 与观测事实$\alpha_{\mathrm{vir}}\approx1$ 不符。他们认为大质量恒星可以通过塌缩的方式直接形成，而形成过程中的辐射压问题可以通过双极外流造成的空腔得以释放。

第二种观点则认为大质量恒星的形成过程完全不同于小质量恒星，是通过位于致密星团中心的小质量（原）恒星通过并合形成（例如，Bonnell & Bate 2002）。并合过程极有可能会破坏小质量恒星周围的吸积盘以及外向流。所形成的大质量恒星也许还会有转动的星周物质，但吸积已经不再是形成大质量恒星的必要过程了。数值模拟结果显示，虽然（原）恒星之

间真正的碰撞很少发生，但它们的相互作用还是很常见的。这种相互作用足以截断或破坏吸积盘而使吸积和外向流过程终止（Bally & Zinnecker 2005）。因此很难想象这种环境下还会产生高准直的外向流。尽管目前有越来越多的观测事实支持吸积的观点，但对于更大质量的恒星（如中型或早型 O 型星）仍不能排除其通过并合形成的可能性。

4.1.3.2 大质量恒星形成过程中的各个阶段

目前对大质量恒星形成的观测研究最关心的是其早期阶段的物理与化学特性。前面已经提到大质量 OB 型星甚至在进入主序阶段后仍有相当长的时间（相当于其受命的大约 15%）处于嵌埋相（Churchwell 2002）。大量的观测表明大质量恒星形成过程中的嵌埋相可以大致分为以下几个阶段：①大质量无星核或红外暗云（Infrared Dark Cloud 或 IRDC），代表大质量恒星形成的初始条件；②大质量原恒星，大质量的包层物质和向中心方向增加的温度梯度时这一阶段的观测特征；③热核，其实热核应该属于大质量原恒星阶段，不过随着温度明显增高，复杂的有机分子从尘粒幔中蒸发出来而丰度大增。至此为止，由于中央原恒星尚未演化到主序或者即使已经到了主序但强大吸积流阻碍了 HⅡ区的形成，应该没有可以探测的自由—自由发射。④超超致密电离氢区（HCHⅡ），热核形成不久，大质量恒星进入主序阶段但仍然在不断吸积，此时 UV 光子会形成一个引力束缚的 HCHⅡ区，维持相当长的时间；⑤超致密电离氢区(UCHⅡ)，随着中央恒星的质量越来越大，电离光子越来越多，HCHⅡ中的辐射压挣脱引力的束缚，开始不断膨胀，在恒星周围形成一个 UCHⅡ区，并最终快速膨胀成经典 HⅡ区。由于受到观测条件的限制，我们对大质量恒星早期各阶段演化的认识过程却几乎是倒过来的，下面就按照倒叙的方式对各个阶段的观测特性给以简单的描述。

（1）超致密电离氢区（UCHⅡ）。

正如上面已经提到的，小质量和大质量恒星形成过程的一个重要区别就在于后者氢燃烧之前的流体静力学核的寿命极短，从而使其早期演化阶段仍深埋于母体分子云中形成一种像茧一样的结构。UCHⅡ区作为存在这样一个阶段的证据，成为研究大质量恒星形成的重要示踪器。这些线尺度很小（约 0.1 pc），但非常致密（n_e 约为 $10^5\,cm^{-3}$）的电离特征区会发射大量的红外辐射，其峰值位置的波长取决于尘埃温度。因此我们虽然看不到其光学的和紫外（UV）辐射，却可以观测到来自尘埃发射的强黑体辐射，其峰值出现在 100μm 附近。其由 12～100μm 迅速增强的典型红外发

射谱表征了其中较冷的尘埃温度（≤30 K）。Garay *et al.*（1993）结合红外天文卫星（IRAS）（Beichmann *et al.*1985）和 1.3 毫米连续谱流量密度对 UCHⅡ区所作的一个简单模型发现这些 UCHⅡ区是由离中央星包层较近的小区域内的热尘埃（约 150K）和较大范围的冷尘埃（约 26K）组成的。波长短于 3 毫米的连续谱主要来自尘埃的热辐射而非来自气体的自由—自由发射。从观测的角度来看，在 5 kpc 处的一个光学薄的 UCHⅡ区的角尺度大约为 4″，而它在 1.3cm 波段会有大约 0.1 Jy 的连续谱辐射。这就使得我们可以在整个银河系尺度中观测到 UCHⅡ区。大样本的银河系 UCHⅡ认证也就显得非常重要。

Wood 和 Churchwell (1989)对大量已知 UCHⅡ区的远红外谱进行分析研究发现了 UCHⅡ区的双色判据，即所谓 WC 判据，

$$\log(F_{25}/F_{12}) > 0.57$$

$$\log(F_{60}/F_{12}) > 1.3 \tag{4.10}$$

其中 F_x 为以 x μm 为中心的波段的 IRAS 流量。他们利用该判据从完整的 IRAS 点源中找到银河系中的 UCHII 候选体总数达 1500～3000 之多。他们还按形态把这些 UCHⅡ样本分成球状（43%）、彗状（20%）、核加晕（16%）、壳状（4%）和不规则形状等五种。通过与银河系中光学可见的 O 型星总数的比较，他们得出结论：大质量恒星诞生以后有 10%～20%的时间深埋与母体分子云中，从而推断出 UCHⅡ区的寿命约为 10^5~10^6 年。然而这与 UCHⅡ区较短暂的膨胀动力学时标 10^3~10^4 年相矛盾。这就是所谓 UCHⅡ或大质量恒星的寿命问题，有时也叫做产生率问题。

为了解释 UCHⅡ区的形态和寿命问题，天文学家们提出了各种物理机制：①弓激波模型。由掩埋的 O 型星相对于周围分子云的超声速运动所产生的弓激波，较好地解释了 20%的彗状 UCHⅡ的形成；②香槟流或“水泡”模型。发生在分子云边界的恒星形成后的星风和辐射会在恒星周围产生一个电离的空腔，而热的电离气体则会选择较为薄弱的分子云边界喷发出来，从而形成彗状的 UCHⅡ区。但该模型在解释寿命问题时遇到困难；③下落模型。分子气体的引力下落可以使 UCHⅡ在长于其动力学时标的时间内保持致密状态，从而解决了寿命问题，但如何形成彗状 UCH Ⅱ却不得而知；④光致蒸发盘模型。星周盘的光致蒸发会在较长时间内（大于 UCHⅡ动力学时标）在中央星周围产生并维持高电子密度；⑤压力约束模型。环境气体的湍动所产生的压力可以约束 UCHⅡ的膨胀而延长其寿命；⑥挟带质量的星风模型。如果星周物质中包含大量小而致密的中性

团块，则中央星所产生的星风和 UV 辐射会剥落并电离这些团块的包层，从而不断补充因膨胀而耗散的电离星云气体并产生小的彗状结构。有关每一个模型的细节及不足可以参考 Churchwell(1999)和 Churchwell(2002)等综述文章及相关参考文献。

（2）超超致密电离氢区（HCH Ⅱ）。

在大质量分子云稠密核的观测中发现一些非常致密的弱射电连续谱源。它们的射电连续谱太弱以至无法解释为通常为光学薄的 UCH Ⅱ（例如，Kurtz 等 2000;2002）。因比一般的 UCH Ⅱ 更加致密（r 约 0.01pc; n 约 $10^6 cm^{-3}$）而被称为超超致密电离氢区（HyperCompact H Ⅱ 或 HCH Ⅱ）。Keto（2003）则在理论上预言了这样一个阶段存在的可能性。Keto（2002）发现在经典的压力驱动的 H Ⅱ 膨胀模型中（Spitzer 1978）考虑了恒星的引力势能后，在足够小的尺度内引力可以克服热压力而占主导地位。相关的计算表明一个新近形成的半径小于临界半径（又称引力半径，r_g=GM/2c_s^2，其中 c_s 为电离气体的绝热声速）的 H Ⅱ 区将受限于恒星的引力而不能进行流体动力学膨胀，从而使吸积得以继续。此时与恒星形成密切相关的分子气体吸积流在 $r = r_g$ 处变为电离态的。中央恒星的质量（或数目）也会继续增长，直到电离光子的流量足够的强以至电离的平衡边界超过临界半径而发展为流体动力学膨胀，形成 UCH Ⅱ 区并最终膨胀成为经典的 H Ⅱ 区，同时吸积也会停止。分析表明这一受限于恒星引力而无法流体动力学膨胀的 H Ⅱ 阶段的最短演化时标为 10^5~10^6 年，而这一阶段的 H Ⅱ 的最大半径为大约 100AU 的量级。HCH Ⅱ 的引入为解决上面提到的 UCH Ⅱ 的寿命问题提供了一种解决途径。与 UCH Ⅱ 中光学薄的射电连续谱发射不同，HCH Ⅱ 的自由—自由发射在沿着 HCH Ⅱ 中心的视线方向总是光学厚的，因此在观测上的表现为较弱的连续谱。HCH Ⅱ 区的射电复合线的线宽（50~180 km s^{-1}）明显宽于 UCHII 区（30km s^{-1}），这可能归因于 HCH Ⅱ 中的压力致宽以及因较陡的密度梯度和加速的吸积流所致的较高的气体下落速度。最近从对大质量原恒星 W3 IRS5、W33A、AFGL2591 和 NGC7538 IRS9 的高空间分辨率射电连续谱的观测得到的它们的大小、流量密度以及宽带射电谱等似乎都支持这一理论模型（van der Tak *et al.*2005; van der Tak & Menten 2005）。但还需要更高空间分辨率（约 10AU）和更高灵敏度（约 0.1mJy）的射电连续谱观测来验证 HCH Ⅱ 区的密度轮廓；需要对大质量原恒星的巡测来确定电离态吸积流的维持时间；需要更多样本的高空间分辨率射电复合线观测来验证 HCH Ⅱ 中压力致宽机制与较高

的气体下落速度。

（3）热核。

在研究 UCHⅡ区的周围分子环境时发现其中大部分都与一些热分子气体团块和水脉泽成协。这些团块温度高（T >100 K）且很致密（n 约 10^7 cm^{-3}），非常小（约 0.1 pc）且不透明（消光 A_V = 100~1000 星等）(Walmsley & Schilke 1993)。这些团块因与猎户座（Orion）中的热核有着类似的特征而被叫做分子云热核。进一步的高分辨率观测(Hofner & Churchwell 1996)则发现热核在大多偏离 HⅡ区，而脉泽通常与热核成协。因此我们相信分子云热核是大质量恒星形成过程中出现在 UCHⅡ区形成之前的演化状态。

自 Genzel 和 Stutzki (1989)首次确认了猎户座中的热核至今，已发现的热核已超过 20 个(Kurtz 2000)。尽管到目前为止我们还不能给出一个一般性的说法，但至少其中一些源的确是由内部源加热的，如 G10.47+0.03、G29.96-0.02 及 G31.41+0.31（Cesaroni *et al.*1998）等，这可以从这些热核中朝向中心的速度梯度增加这一观测事实得以证实。质量越大的核通常具有越高红外光度。

旋转与塌缩在热核中很常见，这为其中心的恒星形成提供了更进一步的证据（Zhang & Ho 1997，Zhang *et al.*1998a）。更有趣的是 Zhang *et al.*（1998b）在 IRAS 20126+4104 中发现存在一个开普勒式旋转盘，从而有力的说明其中盘的存在。总之，分子云热核极有可能是恒星形成的场所。主要依据在于：①温度高且为内部加热；②中心密度聚集，与塌缩结果吻合；③远红外与射电连续谱的辐射证实了其中央星的存在；④热核中的脉泽发射可以示踪外向流活动或者盘的存在。

热核中丰富的分子谱线发射促成了独特的热核化学研究。在热核中观测到某些分子的高激发态发射及丰度的明显增加。尤其是如 NH_3、H_2O、H_2S、CH_4、CH_3OH、C_2H_5OH 和 C_2H_5CN 等饱和分子的丰度远高于暗云中的典型值(Millar 1997, Ohishi 1997)。更为突出的是这些热核中包含大量的氘（D）化分子，它们的氘/氢（D/H）比彗星中的还要高大约 100～1000 倍。我们知道这种氘的增丰主要来自只在非常低的温度下才会有效地发生的所谓分馏（fractionation）反应，因此我们可以推断这些热核是从低温分子云中诞生并演化而来的。但是我们也知道这些氘化分子的合成并非发生在冷的气体中；否则暗分子云中会观测到同样增丰的氘化分子（然而事实并非如此），由此可以推断合成发生在冷的尘粒表面。分子云热核提供

给我们一个独一无二的机会使我们可以通过观测气态分子去研究其尘粒幔的组成。从这种意义上讲，我们可以把分子云热核置于恒星形成的演化图像之中。在由引力塌缩后形成核的过程中（典型的吸积时标约为 10^6 年）密度增加，分子被凝固在尘粒上并经历一段尘粒反应过程而形成富分子冰状物(Millar 1997)。这可以从观测正好处于塌缩前较冷的相的原恒星红外辐射而得以验证。一旦恒星形成，加热（约 200 K）或激波引起的一些过程会将分子从冰状物中蒸发出来转变为气态，从而进入富化学阶段。因为尘粒表面化学过程趋于形成较稳定的分子，这些热分子气体至少可以在 10^3～10^4 年内维持稳定。然后这些第一代的分子会被破坏而形成第二代分子，其中会有一些复杂分子。不过目前我们对尘粒冰状物中化学过程的了解却相当匮乏。丰度较低或处于高激发态的一般分子谱线以及（亚）毫米波连续谱均是研究分子云热核的良好探针。

尽管它们的光度、质量和在银河系中的位置都有很大差异，但是几乎所有仔细研究过的热核都表现出惊人相似的元素丰度组成。Kurtz 等(2000)提出这可能意味着在内银河和太阳系附近分子云中的尘粒幔组成并没有太大差异，而且我们观测到的可能是第一代分子。这也说明这些源的年龄不会超过 10^5 年，因为第一代分子通过离子—分子化学过程（宇宙线引起）而分解需要经过大约这样一个时标。

（4）大质量无星核与红外暗云 IRDC。

前面提到小质量的无星核是研究小质量恒星形成早期阶段的云核塌缩等的理想天体。寻找大质量恒星形成过程中的无星核或星前核候选体也便是很自然的事了。由于几乎所有的大质量恒星都是在星团环境中产生的，我们也可称大质量无星核为原星团前核（Pre-Protocluster-Cores 或 PPclCs；Evans 2002）以对应于小质量的星前核（PPCs）。上面提到的热核虽然对应于 UCHⅡ之前阶段，但大多热核都已有内部加热源和明显的恒星形成活动。而且因为它们大多在 UCHⅡ附近，可能已受到年轻恒星活动的影响而并不能很好地反映恒星形成的初始条件。因此需要寻找相对较为孤立的 PPclCs，也就是大质量的冷稠密核。在红外天文卫星 ISO（Infrared Space Observatory）和 MSX（Midcourse Space Experiment）发射之前，一直都没有发现大质量无星核存在的确凿观测证据，而大质量原恒星是当时观测到的大质量恒星形成的最早其阶段。这类核的发现之所以如此困难也是可以想象的，因为既然是无星核，那么它们中还没有明显的恒星活动迹象而且温度较低，因此无法用诸如 IRAS 点源、脉泽等作为路

标去搜寻，而需要无偏的且有一定灵敏度和空间分辨率的中远红外或(亚)毫米波连续谱成像搜寻。这只有在中红外卫星 MSX 发射之后才成为可能，MSX 巡天的结果发现了一批较冷但质量较大的红外暗云（IRDC，Egan *et al.* 1998）。进一步的亚毫米波连续谱观测结果显示其中蕴藏着一些强亚毫米波核（Carey *et al.*1998），分子谱线观测表明这些核具有较大的质量（约为 $10^3 M_\odot$）、较低的温度（约为 10K）和较高的密度（约为 10^6 cm^{-3}），并呈现出气体的下落及高速外向流等恒星形成的迹象。这一类暗云极有可能是迄今为止发现的与大质量恒星形成最早期成协的天体。随着这一类核的不断发现，对它们的系统的高空间分辨率分子谱线细致研究将会最终揭开大质量恒星形成的神秘面纱。至于这些大质量的冷稠密核是怎样形成的，是通过渐渐聚集的较慢的过程，还是诸如湍流介质中激波作用下的较快速过程呢？这个问题可以通过观测这些核的形状及周围环境得到一些启示。最近的毫米波连续谱观测结果（Garay *et al.*2004; Faúndez *et al.*2004）表明纤维状结构在大质量恒星形成的过程中起着非常重要的作用。尽管纤维状结构的形成机制还不十分明了，数值模拟的结果显示这种结构可以通过分子云的湍动碎裂而形成（例如，Ostriker *et al.*2001），也可以通过磁化的层状结构的碎裂形成（Nakajima & Hanawa 1996）。但不管怎样，这种结构一经形成，它就会因引力不稳定性而继续碎裂产生团块以及核（Larson 1985; Tilley & Pudritz 2003）。

4.1.3.3　大质量恒星形成早期阶段的运动学特征

（1）大质量恒星形成区的塌缩。

大质量分子云核中非热的湍动、团块结构、多个塌缩中心以及外向流等的存在使得这种环境中塌缩运动证据的搜寻比较困难。上面提到的在小质量恒星形成区中用谱线“蓝不对称性”特征搜寻分子云核气体塌缩证据的方法,在大质量恒星形成区似乎并不奏效。塌缩特征谱只在极个别的情形下被观测到,这些例子包括：NGC 2264 IRS(Wolf-Chase & Gregersen 1997)、W49(Dickel & Auer 1994)、G10.6-0.4(Keto,Ho & Haschick 1988; Sollins *et al.*2005)以及 W51(Zhang & Ho 1997;Sollins *et al.*2004)。然而,并没有像在小质量恒星形成区中那样发现统计上的塌缩证据(Williams&Myers 1999)。当然这很有可能是因为所选用的探针分子谱线不当造成的。适合于小质量稠密核中的分子气体下落运动的探针分子谱线未必也适合于大质量稠密核，因为后者的典型密度比前者高近两个量级，要示踪真正的塌缩区域,显然需要临界密度更高、光深更大的分子谱线。例如 Wu & Evans

(2003) & Wu 等.(2005b)就利用 HCN(3→2)谱线成功地搜寻到大质量恒星形成区的塌缩特征谱，不过这些还有待进一步的谱线成图观测来确认。

（2）大质量恒星形成区的外向流。

大质量分子外向流的研究虽不如小质量分子外向流的研究那样系统，但最近几年毫米波、亚毫米波观测技术的迅猛提高使得这方面的研究也已初露端倪。首先，大质量恒星形成区分子外向流的普遍存在已经是一个不争的事实（如Zhang *et al.* 2001; 2005。Beuther *et al.* 2002c），它们通常具有比小质量恒星系统外向流更高的能量、更大的质量和质量损失率。例如，Orion IRC2外向流的质量是L1448C的近1000倍，尽管后者比前者的年龄老10倍左右。但是关于大质量外向流的特性却存在不同的观点。一方面，一些单天线的观测发现大质量分子外向流的准直性都较差（例如，Wu *et al.*2004;2005a）。当然这很有可能是因为大质量恒星形成区的距离较远而单天线的空间分辨率不够造成的。另一方面，一些高空间分辨率的观测表明至少几个年轻的早B型星的外向流的张角要明显大于低质量原恒星中的外向流张角（例如，Shepherd，2003）。因此至少在一部分大质量分子外流中，外向流的准直性的确较差，而非距离远或空间分辨率不够造成的。同时，我们也注意到最近发现的几个年轻的中型或早B型星发出的非常准直的电离的或分子的喷流［例如，HH80-81: Heathcote *et al.*(1998); Cep A HW2: Garay *et al.*(1995)］，与小质量原恒星中的分子外向流极为相似（Beuther *et al.* 2004a）。其中HH80-81中发现的pc量级的高准直电离喷流几乎就是对小质量年轻星中观测到的HH喷流的放大［Martí *et al.*(1993), Heathcote *et al.*(1998)］。这些似乎都支持大质量恒星（至少到早B型星）是通过与小质量恒星类似的吸积过程形成的。然而，迄今为止还没有发现任何一例O型原恒星的高准直大质量外向流，因此至少对O型星还很难建立外向流与吸积之间的确切联系。当然这可能仅仅是个选择效应，因为年轻O型星的演化时标很短，因此能看到伴随有高准直外向流的年轻O型星的数目本身就很少。不过目前诸多似乎互相矛盾的观测结果也有可能是由于大质量恒星形成本身存在几种不同的模式，从而也存在几种不同的大质量分子外流机制；或者有可能是目前高空间分辨率所观测的十几个大质量分子外流根本就处于不同的演化阶段，而外流的准直性本身却是演化的，因此它们之间没有可比性。值得注意的是在一些大质量年轻星系统中［如G192.16: Devine *et al.*(1999)；Cepheus A HW2: Garay *et al.*(1996)；HH 80-81: Reipurth & Graham(1988)］，我们同时看到了高准直的喷流和准直性

较差的CO分子外向流。这一光度范围内的源可能先经过一个早期的喷流驱动阶段，随后转为星风驱动（Devine *et al.*1999）。Beuther & Shepherd（2005）进一步提出了一个演化的观点。该观点认为，对于B型星，它可以通过盘的吸积而形成，但在它的原恒星阶段还没有形成HCH Ⅱ，这时盘的存在可以产生像喷流一样高准直的外向流。之后某一时刻，HCH Ⅱ形成且中央大质量恒星所产生的星风导致另一个准直性较差的外向流成分。此时盘还没有瓦解，喷流和星风同时存在。进一步演化，HCH Ⅱ演化为典型的UCH Ⅱ，此时星风在整个系统中占主导地位，外向流的准直度变低，但密度梯度的存在仍会维持一定的外向流准直度。那么为什么没有观测到O型原恒星的高准直外向流呢？年轻O型星的演化时标非常短，只有大约10^5年（McKee & Tan 2002），因此处于早期演化阶段的O型星样本本身就很少。而从演化的观点来看，大质量恒星在进入主序阶段以后仍然在不断地吸积周围介质。因此极有可能是先形成一个中等B型原恒星并伴随高准直的外向流，而中央天体不断吸积成为一个早B型或晚O型原恒星，同时形成HCH Ⅱ区。最终中央天体演化为一颗中型或早O型星，来自中央天体的不断增加的辐射会产生足够的莱曼α光子并电离大部分外向流气体。外向流中等离子体的压力增加会最终克服磁场对外向流的准直作用而使外向流准直性变差（例如，Shepherd 2003）。加上大质量恒星形成对周围包层和可能存在的盘的破坏，也许永远不会观测到年轻早O型星的高准直外向流。当然这一观点还只停留在一个唯像的阶段，它需要大量的观测事实以及详细的理论模型去验证。

（3）大质量恒星星周盘。

关于大质量恒星星周盘的存在目前还是一个较有争议的问题。如果大质量恒星是通过吸积形成的，那么就一定会伴随有星周盘及外向流的出现。而如果通过小质量恒星的并合形成，则存在星周盘的可能性就极小，因为恒星之间的碰撞很容易破坏盘。因此搜寻大质量恒星周围存在盘的证据非常重要，它可以帮助我们区分两种形成模式。现有的几个可能存在大质量恒星盘的候选体大多是通过分子谱线观测所发现的速度梯度来判定的。如 W51（Zhang & Ho 1997），IRAS20126+4104（Cesaroni *et al.*1997, Zhang *et al.*1998）以及 G10.47、G29.96 & G31.41 *et al.*（Cesaroni *et al.*1998）、NGC 7538S（Sandell *et al.*2003）、NGC 7538 IRS1N （Pestalozzi *et al.*2004）。然而大质量原恒星质量的确定随观测手段的不同有很大区别。如 IRAS 20126+4104 作为大质量年轻星周围存在遵从开普勒运动的星周

盘的最好例证之一，Cesaroni *et al.*（1999）综合毫米波和红外观测的结果估计的原恒星质量为约 24 $M_\odot$。但后来利用更高空间分辨率的毫米波分子谱线和连续谱的观测发现之前的质量计算中包括了太多星周包层的物质，而重新界定的中央年轻原恒星的质量只有约 7 $M_\odot$（Cesaroni *et al.*2005）。从 $C^{34}S$ 谱线轮廓估计的质量吸积率（约 2×10^{-3} $M_\odot$ yr^{-1}）与 Behrend & Maeder（2001）理论模型所预计的一个光度约为 $10^4L_\odot$，质量约为 7 $M_\odot$ 的原恒星的吸积率相当。因此 IRAS20126+4104 可能是一颗仍处于吸积阶段的大质量恒星。又例如，Chini *et al.*（2004）利用近红外成像和 CO 分子谱线观测在 M17 中发现一个约 2~3×10^4 AU 的拉长的结构，其质量为约 100 $M_\odot$，速度梯度为 1.7km s^{-1}，并由此得到中央原恒星的质量为 20 $M_\odot$。而 Sako *et al.*（2005）所作的 Brγ和厘米波干涉阵的观测结果表明中央原恒星其实是一个质量在 2.5～8 $M_\odot$的中等质量恒星。Shepherd *et al.*(2001) 利用 VLA 高空间分辨率 7mm 连续谱观测勉强分辨出 G192.16 中大质量外流的驱动源周围垂直于外向流方向的一个拉长的结构，并解释为一个大小约为 100AU，质量约为 10 $M_\odot$的盘。而中央年轻星则是一颗质量为 8~10 $M_\odot$ 的 B2 型星。可见目前这些有高空间分辨率证据的大质量星周盘的候选体，其中央年轻星多为中型或早型 B 型星。从（亚）毫米波连续谱流量等估计的 NGC7538 IRS1N 是一颗质量为 30$M_\odot$的 O6 型星（参见 Pestalozzi *et al.* 2004），NGC7538 S 也只可能会演化为一个早 B 型星或晚 O 型星（Sandell *et al.*2003）。Petal *et al.*（2005）利用亚毫米波干涉阵（SMA）对 Cepheus A 区域进行了空间分辨率为亚角秒级的甲基氰分子谱线（CH_3CN J=18→17）观测，发现其中一个 B0.5 型的大质量原恒星（15$M_\odot$）HW2 周围存在一个约 300AU 的转动盘。而对猎户座 BN 天体（约 7$M_\odot$）的近红外偏振观测（Jiang *et al.*2005）也发现了一个约 800AU 的盘。总之，越来越多的观测证据表明大质量恒星盘的存在，但迄今为止我们还没有看到大质量 O 型星有星周盘存在的确凿证据。除了可能的选择效应外，这可能和上面提到的没有发现 O 型星的高准直分子外向流是相呼应的，同样可以用演化的图像来解释。

4.2　分子云中的微波谱线诊断方法

分子云的高度结构化注定了其中物理和化学性质的多样性。而由于激发各种不同星际分子或同一分子的不同跃迁谱线所需的条件各不相同，因

此只有通过多分子多谱线的观测研究才能获得较全面的有关分子云物理与化学性质的信息。例如 CO 转动谱线常被用以示踪总的气体质量；而永久偶极矩较大的分子如 CS、HCO^+和 HCN 的转动谱线则可以对云核的密度结构给出很好地限定；对称陀螺分子如 NH_3 和 CH_3CN 等是理想的云核中致密气体的“温度计”；有机分子 CH_3OCH_3 和 CH_3CN 等可以用来分析云核分子气体的化学复杂性；氘化分子则可以较好地反映较冷的星前核时期气体的性质；含 Si 或 S 元素的分子，尤其如 SiO 和 SO_2 等，则与激波活动有密切的关联；某一分子的主同位素分子谱线和稀有同位素分子谱线（通常为光学薄）的联合分析可以给出精确的分子相对丰度和真实的谱线轮廓；频率较高的跃迁谱线和振动激发的谱线则可用于研究温度和密度都较高的星周包层中的气体。

那么具体地讲，怎么从分子谱线的强度及其空间分布、包含运动学信息的谱线轮廓等观测量获得有关其发射介质的物理和化学性质的信息呢？关于物理条件的获得，早期研究采用局部热动平衡（LTE）近似，现在对于 CO 及其同位素分子的某些研究中依然采用，但对其他分子谱线显然是不真实的，因为它们大多处于非局部热动平衡（NLTE）状态。全面研究谱线激发需要求解复杂的辐射转移统计平衡方程。为了简化计算，需要做出各种假设，例如大速度梯度（LVG）近似下的逃逸几率近似方法和微观湍动方法一直被广泛运用解决辐射转移统计平衡问题。而更灵活的Λ-迭代和 Monte Carlo 方法则可以变化速度、密度和温度场、非球形几何、聚集成团块等，从而可以构建更接近分子云实际情况的模型。增加灵活性意味着具有更多的自由参数，从而需要更广泛的观测来限制它们。下面我们将分别具体介绍各种方法的特点及局限性。而化学条件的获得需要借助一定的化学演化模型，我们将通过几个典型恒星形成区的分子谱线巡测简单介绍如何从繁杂的分子谱线中获得关于化学条件的信息。

4.2.1 谱线的临界密度

各种分子转动谱是最为常用的研究分子云中分子气体物理化学性质的手段。那么为什么可以用不同的分子谱线来示踪分子云中不同层次密度结构的呢？首先我们来了解一下某条分子谱线跃迁的临界密度的概念。我们知道碰撞和辐射过程都会产生分子激发。如果定义ζ 为碰撞退激发速率与自发发射率之比，即$\zeta=C_{ul}/A_{ul}$（C_{ul} 和 A_{ul} 的定义参见附录）。那么当$\zeta=1$，即碰撞和辐射同等重要时所需要达到的氢分子密度就是临界密度

$$n_{\text{crit,ul}} = \frac{A_{\text{ul}}}{\gamma_{\text{ul}}} = \frac{A_{\text{ul}}}{<\sigma_{\text{ul}} v>} \tag{4.11}$$

或进一步考虑温度为 T 的辐射场的受激辐射后，

$$n_{\text{crit,ul}} = \frac{A_{\text{ul}}}{<\sigma_{\text{ul}} v>(1-e^{-h\nu/kT})} \tag{4.11'}$$

其中 σ_{ul} 表示跃迁 $u \rightarrow l$ 的碰撞截面，v 为碰撞粒子间的相对速度，$\gamma_{\text{ul}}=<\sigma_{\text{ul}} v>$ 为碰撞跃迁速率系数，而符号< >表示对所有相对速度的平均。对于在动能温度 T_k 上满足麦克斯韦—波耳兹曼分布的相对速度分布，有

$$\gamma_{\text{ul}} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{\mu}{2kT}\right)^{2/3}\int_0^{\infty}[\sigma_{\text{ul}}(v)\cdot v]\cdot v^2 \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT_k}\right)\text{d}v \tag{4.12}$$

对于中性粒子之间的碰撞 γ_{ul} 的典型值约为 10^{-11}~10^{-10} cm^{-3} s^{-1}，而对于中性粒子和带电粒子之间的碰撞则约为 10^{-9} cm^{-3} s^{-1}。临界密度是一个给定谱线跃迁的重要参数，因为它表示在什么密度下碰撞能够和自发激发辐射跃迁维持平衡。因此可以用来估计所研究的谱线是否可以用 LTE 近似来处理。$n \gg n_{\text{crit,ul}}$ 时，碰撞主导，能级布局趋于热动平衡，谱线发射是完全热化了的。而当 $n \ll n_{\text{crit,ul}}$ 时，辐射主导，谱线发射为亚热的。由于辐射有助于能级的热化，因此光学厚的谱线更容易满足 LTE 条件。从临界密度的定义可以看出，不仅不同分子谱线的临界密度不同，而且相同分子的不同转动跃迁的临界密度也不同，J 越高则临界密度也越高。例如，最为常用的 CO 分子，μ =0.112D，A_{10}=7.4×10^{-8} s^{-1}，$n_{\text{crit,10}} \approx 400$ cm^{-3}；A_{21}=7.1×10^{-7} s^{-1}，$n_{\text{crit,21}} \approx 3500$ cm^{-3}。而对高密度探针分子 CS 而言，μ=1.96D，$A_{10} = 1.8 \times 10^{-6}$ s^{-1}，$n_{\text{crit,10}} \approx 4.6\times10^{4}$cm^{-3}；$A_{21}$=$2.2\times10^{-5}$ s^{-1}，$n_{\text{crit,21}} \approx 3.0\times10^{5}$ cm^{-3}。我们可以通过选择临界密度不同的多分子谱线和同一分子的不同跃迁谱线的观测来研究分子云中的密度结构。

4.2.2　物理条件的 LTE 近似方法诊断

LTE 近似下，分子云核的柱密度和动能温度是可以直接从观测到的谱线获得的两个物理量。而其他一些重要的物理量，如密度、速度结构、磁场分布等则必须通过多分子谱线和同一分子多条跃迁谱线的观测、成图或一些特殊方式的观测获得。下面我们将给出一些 LTE 近似下从所观测到的分子谱线计算分子云物理参数的常用的方法及公式。

4.2.2.1　激发温度和动能温度

如果激发温度 T_{ex} 和动能温度 T_k 均已知，则可以得到 ζ，从而也就可以

得到$n(H_2)$了。然而动能温度并不容易知道，通常采用的方法有以下几种：

（1）通过光学厚分子谱线的谱线强度求T_{ex}。

在完全热化的假设下，光学厚的谱线（如^{12}CO分子转动谱线）近似有$T_{ex}=T_k$。根据亮温度的定义，

$$T_B = T_0[J(T_{ex}) - J(T_{bg})](1-e^{-\tau_\nu}) \tag{4.13}$$

其中$J(T)=(e^{T_0/T}-1)^{-1}$，$T_0=h\nu/k$，T_{bg}为背景亮温度，通常指2.7K微波背景辐射。对于光学厚（τ_ν>>1）的谱线，其亮温度与光深无关，我们就可以从亮温度估计T_{ex}，

$$T_{ex} = T_0\{\ln[1+(T_B/T_0 + J(T_{bg}))^{-1}]\}^{-1} \tag{4.14}$$

或在瑞利—金斯近似（$h\nu/kT_{ex}$<<1）及忽略背景辐射的情形下简化为$T_{ex}=T_B$。然而T_B并不是一个可以直接测量的量，射电望远镜观测得到的主波束亮温度T_{MB}是T_B经望远镜波束稀释后得到的，即

$$T_{MB} = f\cdot T_B = f\cdot T_0[J(T_{ex}) - J(T_{bg})](1-e^{-\tau_\nu}) \tag{4.15}$$

其中$f=\Delta\Omega_s/\Delta\Omega_A$为波束填充因子，$\Delta\Omega_s$、$\Delta\Omega_A$分别为发射源和望远镜主波束的立体角。对于均匀充满望远镜波束的展源，$f=1$，将（4.14）式中的T_B换作T_{MB}即可得到T_{ex}或T_k。

T_{ex}已知后，谱线的光深可以直接从（4.13）式导出，

$$\tau_\nu = -\ln\left[1-\frac{T_B}{T_0[J(T_{ex})-J(T_{bg})]}\right] \tag{4.16}$$

谱线的光深还可以通过两条同位素分子谱线的强度比获得。通常需要其中一条为光学薄的，并且假设这两条谱线发射具有相同的填充因子和激发温度。具体而言，以CS和$C^{34}S(J=1\to0)$谱线对为例，如果同位素丰度比$r=[CS]/[C^{34}S]$已知（地球上的值为$r=22.5$），则有，

$$\frac{\tau_p(CS)}{\tau_p(C^{34}S)} \approx \frac{N(CS)}{N(C^{34}S)} = r \tag{4.17}$$

现在就可以通过下式获得$CS(J=1\to0)$谱线峰值处的光深τ_p

$$\frac{1-\exp(-\tau_p/r)}{1-\exp(-\tau_p)} = \frac{\nu_1}{\nu_2}\frac{[J_1(T_{ex})-J_1(T_{bg})]}{[J_2(T_{ex})-J_2(T_{bg})]}\frac{T_{MB}(C^{34}S)}{T_{MB}(CS)} \approx \frac{T_{MB}(C^{34}S)}{T_{MB}(CS)} \tag{4.18}$$

其中下标1和2分别表示CS和$C^{34}S$的相应值。如果考虑光深对线宽的影响，一个高斯轮廓的谱线的光深致宽可以表示为，

$$\Delta v = \frac{\Delta v_0}{\sqrt{\ln 2}} \sqrt{\ln\left\{\frac{\tau}{\ln[2/(1+e^{-\tau})]}\right\}} \tag{4.19}$$

其中 Δv_0 表示光学薄情形下的谱线线宽，τ 为线心处的光深。那么可以通过下式估计 τ_a

$$\frac{T_{MB}(\mathrm{C^{34}S})\Delta v(\mathrm{C^{34}S})}{T_{MB}(\mathrm{CS})\Delta v(\mathrm{CS})} \approx \frac{1-e^{-\tau_a/r}}{1-e^{-\tau_a}} \sqrt{\ln\left\{\frac{\tau_a/r}{\ln[2/(1+e^{-\tau_a/r})]}\right\} \Big/ \ln\left\{\frac{\tau_a}{\ln[2/(1+e^{-\tau_a})]}\right\}} \tag{4.20}$$

不过需要注意的是，使用这种方法时要求两种同位素分子品种的相对丰度是基本正常的。

（2）通过同一分子的两条均为光学薄的不同跃迁谱线的强度比求 T_{ex}。

上面通过光学厚的 ^{12}CO 分子谱线的辐射温度估计激发温度的方法尽管简单，但是需要注意的是，通常光学厚的 ^{12}CO 并不能准确示踪密度较高的分子云核的动能温度。另外，当填充因子未知但肯定远小于 1 时，上述方法只能得到 T_{ex} 或 T_k 的下限。此时可以用同一分子不同跃迁的强度比来确定 T_{ex} 或 T_k，因为发射源的大小对同一分子不同跃迁可以认为是近似相同的（$\Delta\Omega_{\mathrm{S,nm}}=\Delta\Omega_{\mathrm{S,ji}}$），则两个跃迁的谱线强度比可以较好地回避填充因子未知的问题。具体而言，对具有相同线宽的同一分子的两个不同跃迁 $n\to m$ 和 $j\to i$，其观测的主波束亮温度比可以表示为，

$$R_{nj} = \frac{T_{MB,nm}}{T_{MB,ji}} = \frac{f_{nm}}{f_{ji}} \frac{\nu_{nm}}{\nu_{ji}} \frac{[J_{\nu_{nm}}(T_{ex}) - J_{\nu_{nm}}(T_{bg})][1-\exp(-\tau_{nm})]}{[J_{\nu_{ji}}(T_{ex}) - J_{\nu_{ji}}(T_{bg})][1-\exp(-\tau_{ji})]} \tag{4.21}$$

其中 $J_\nu(T) = \dfrac{1}{\exp(h\nu/kT)-1}$，$f_{nm}/f_{ji}=(\Delta\Omega_{\mathrm{S,nm}}/\Delta\Omega_{\mathrm{S},ji})(\Delta\Omega_{\mathrm{A},ji}/\Delta\Omega_{\mathrm{A,nm}})$。另外在 LTE 假设下，可以从（A.25）式得到，

$$\frac{\tau_{nm}}{\tau_{ji}} = \left(\frac{n}{j}\right) \frac{J_{\nu_{ji}}(T_{ex})}{J_{\nu_{nm}}(T_{ex})} \exp\left(-\frac{\Delta E_{nj}}{kT_{ex}}\right) \tag{4.22}$$

如果两条跃迁是同一个望远镜观测的则有　$\Delta\Omega_{\mathrm{A},ji}/\Delta\Omega_{\mathrm{A,nm}}=(n/j)^2$；
假设两条谱线均为光学薄，那么结合（4.21）和（4.22）式并忽略 T_{bg} 则可得到，

$$R_{ji} = \left(\frac{n}{j}\right)^4 \exp\left(-\frac{\Delta E_{nj}}{kT_{ex}}\right) \tag{4.23}$$

如果分别选择两个望远镜观测满足 $\Delta\Omega_{\mathrm{A},ji}=\Delta\Omega_{\mathrm{A,nm}}$，如用 IRAM-30 米、

JCMT-15 米和 HHT-10 米望远镜分别观测 $C^{18}O(1\to0)$、$(2\to1)$和$(3\to2)$，则它们在相应频率的波束近似相等。前面已假设观测对象天体在不同跃迁的分布相同，则有$f_{nm}=f_{ji}$，从而

$$R_{ji}=\left(\frac{n}{j}\right)^2\exp\left(-\frac{\Delta E_{nj}}{kT_{ex}}\right) \tag{4.24}$$

这样就可以从谱线强度比导出 T_{ex}。

例如利用 $C^{18}O(2\to1)$和$(1\to0)$两条跃迁之比可以得到 $R_{21}=4\exp(-\Delta E_{21}/kT_{ex})$ 从而有 $T_{ex}=(\Delta E_{21}/k)\,/\,[\ln(4/R_{21})]$在高温下 R_{21} 趋近最大值 4。

当然，还可以通过尘埃温度来估计 T_k。但是需要注意的是尘埃和气体只在密度较高的时候才能充分耦合，而且尘埃通常由几个温度成分，这些都给 T_k 的估计带来困难。

4.2.2.2 柱密度

对于一条光学薄的谱线，我们可以直接从其速度积分强度得到相应跃迁中上能级的柱密度。如果所有的跃迁都是热化的，并且动能温度已知，我们就可以获得总柱密度。

将光深、激发温度与柱密度之间的关系（A.25）式中的变元从频率ν变换为速度 v 并对整个谱线轮廓积分后可得：

$$N_l=\frac{8\pi\nu^3}{c^3A_{ul}}\frac{g_l}{g_u}\frac{1}{[1-\exp(-h\nu/kT_{ex})]}\int\tau_v\mathrm{d}v \tag{4.25}$$

从 $\dfrac{N_u}{N_l}=\dfrac{g_u}{g_l}\exp\left(-\dfrac{h\nu}{kT_{ex}}\right)$ 可得

$$N_u=\frac{8\pi\nu^3}{c^3A_{ul}}\frac{1}{[\exp(h\nu/kT_{ex})-1]}\int\tau_v\mathrm{d}v \tag{4.26}$$

在瑞利—金斯近似（$h\nu/kT_{ex}<<1$）下简化为

$$N_u=\frac{8\pi k\nu^2}{hc^3A_{ul}}T_{ex}\int\tau_v\mathrm{d}v\approx1.94\times10^3\frac{\nu^2}{A_{ul}}T_{ex}\int\tau_v\mathrm{d}v \tag{4.27}$$

单位分别为频率ν：GHz、速度 v：km/s、柱密度 N_u：cm^{-2}。当发射源均匀充满整个主波束时（波束填充因子$f=1$），（4.15）式在瑞利－金斯近似及光学薄假设下简化为$T_{MB}\cong T_B\cong T_{ex}\tau$。代入上式，并假设谱线为高斯轮廓分布，即，

$$\int \tau_v \mathrm{d}v = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}} \Delta v \tau_0 \approx 1.06 \Delta v \tau_0 \tag{4.28}$$

其中 τ_0 表示线心处的光深，则有

$$N_u = \frac{8\pi k v^2}{hc^3 A_{ul}} \int T_{MB} \mathrm{d}v \approx 2.07 \times 10^3 \frac{v^2}{A_{ul}} T_{MB} \Delta v \tag{4.29}$$

或代入 A_{ul} 后，

$$N_u = \frac{3k}{8\pi^3 v \mu^2 S} g_u \int T_{MB} \mathrm{d}v \tag{4.29'}$$

即上能级的柱密度与谱线速度积分强度成正比。注意这个关系式并不依赖于 T_{ex}。柱密度 N_u 是对整个望远镜波束平均后的柱密度。LTE 假设下，所有跃迁具有相同的激发温度，每个能级的布居由下式给出，

$$\frac{N_u}{g_u} = \frac{N_T}{Q(T_{ex})} e^{-E_u/kT_{ex}} \tag{4.30}$$

其中 N_T 为该分子的总柱密度，$Q(T_{ex})$为配分函数，由下式给出

$$Q(T_{ex}) = \sum_i g_i \exp(-E_i / kT) \tag{4.31}$$

因此总柱密度可以表示为

$$N_T = \frac{8\pi k v^2}{hc^3 A_{ul}} \frac{Q(T_{ex})}{g_u} e^{E_u/kT_{ex}} \int T_{MB} \mathrm{d}v \tag{4.32}$$

或代入 A_{ul} 后，

$$N_T = \frac{3k}{8\pi^3 v \mu^2 S} Q(T_{ex}) e^{E_u/kT_{ex}} \int T_{MB} \mathrm{d}v \tag{4.32'}$$

考虑光深改正和波束稀释的影响后可以给出总柱密度更一般的形式，

$$N_T = \frac{3k}{8\pi^3 v \mu^2 S} Q(T_{ex}) e^{E_u/kT_{ex}} \left(\frac{\Delta\Omega_A}{\Delta\Omega_S}\right)\left(\frac{\tau}{1-e^{-\tau}}\right) \int T_{MB} \mathrm{d}v \tag{4.33}$$

对具有永久偶极矩μ（单位为 esu cm）的刚性线性分子如 CO、CS 和 HCO^+等（以及它们的同位素分子），$Q(T_{ex})=kT_{ex}/h\mathrm{B}+1/3$。如果它们在频率为$v$（单位为 Hz）的跃迁 $J_u \to J_l$ 的平均光深为$\bar{\tau}$，那么忽略背景辐射并经光深和填充因子改正的波束平均柱密度（单位为 cm^{-2}）可以进一步表示为，

$$\bar{N} = 10^5 \times \frac{3k^2}{4h\pi^3 \mu^2 v^2} \exp\left(\frac{hv J_l}{2kT_{ex}}\right) \frac{T_{ex} + hv/(6k(J_l+1))}{\exp(-hv/kT_{ex})} \times \frac{\bar{\tau}}{1-e^{-\bar{\tau}}} \int T_{MB} \mathrm{d}v \tag{4.34}$$

其中 k（单位为 erg K^{-1}）和 h（单位为 erg s）分别为玻尔兹曼常数和普朗克常数，永久偶极矩μ的单位为德拜，$\int T_{MB} dv$（单位为 K km s^{-1}）为谱线主波束亮温度 T_{MB} 的速度积分强度。

4.2.2.3 转动图方法或布居图方法

从上面的分析我们已经看到在 LTE 近似下我们可以从一条光学薄的分子谱线的积分强度得到分子云中该分子的柱密度。那么当我们观测到分子云中某一个分子的多条跃迁谱线时（例如，最典型的例子是对某一个观测对象所进行的谱线搜寻工作），就可以分析谱线的激发特性，或者至少可以核实一下光学薄和谱线热化等假设在不同跃迁的自恰性。最常用到的方法之一就是所谓"转动图"方法。具体如下：

假设：①谱线的激发满足 LTE 近似，所有的能级布局可以用一个相同的温度 T_{ex} 描述；②宇宙微波背景辐射（T_{bg}=2.7K）可以忽略，即 $T_{ex} >> T_{bg}$；③所有跃迁均为光学薄的而且满足 Rayleigh-Jeans 近似（$h\nu << kT$）；④观测源均匀充满望远镜波束，即波束填充因子 $f = 1$。(4.30)式两边取自然对数，

$$\ln\left(\frac{N_u}{g_u}\right) = \ln\left(\frac{N_T}{Q(T_{ex})}\right) - \frac{E_u/k}{T_{ex}} \tag{4.35}$$

将（4.29′）式代入上式，并引入积分强度 $W=\int T_{MB} dv$ 后可得，

$$\ln\left(\frac{3kW}{8\pi^3 \nu \mu^2 S}\right) = \ln\left(\frac{N_T}{Q(T_{ex})}\right) - \frac{E_u/k}{T_{ex}} \tag{4.36}$$

这里等式左侧的所有变量均为已知的或可以观测获得的，如果将其中所有的常数项合并定义为 γ_u，亦即 $\gamma_u = \dfrac{8\pi\kappa\nu^2}{hc^3 A_{ul}}$，则（4.36）式即可写为，

$$\ln(\gamma_u W) = \ln\left(\frac{N_T}{Q(T_{ex})}\right) - \frac{E_u/k}{T_{ex}} \tag{4.37}$$

因此当观测到两条以上的跃迁后，画出 $\ln(\gamma_u W)$与不同转动能级的能量 E_u/k 之间的关系并对所有观测点做线性拟合，得到的斜率就是 $-1/T_{ex}$，而截距为 $\ln[N_T/Q(T_{ex})]$。显然，当前面的四个条件都满足时，不同能级的跃迁在该图上应该组成一条直线。这种对观测的积分强度的进行线性拟合得到激发温度和总柱密度的方法就是所谓的"转动图"方法，因该方法最初应用于一系列转动跃迁得名。以这种方式得到的激发温度其实就是转动温度。如果所有能级均为热化的，那么这个温度也就是动能温度。由于

LTE 近似条件下 N_u/g_u 与 E_u/k 之间的关系实际上就是玻尔兹曼分布，因此这种方法又被称作“玻尔兹曼图”方法。

只要谱线的跃迁是碰撞激发主导的，而且可以认为是光学薄的，即可用转动图的方法来估计动能温度和柱密度。具体应用的例子见 4.4.1 节、4.4.4 节和 4.4.5 等节。值得一提的是，对于那些因没有可靠的碰撞速率系数参数而无法进行辐射转移模型计算的分子而言，这种方法可能是分析谱线激发性质、估计分子柱密度及转动温度的唯一行之有效的方法。

Linke 等（1979）和 Frerking 等（1979）最早采用该方法。他们分别利用观测到的 CH_3SH 和 HNCS 的多条转动谱线来确定 Sgr B2 中的气体动能温度。尽管可以用一个单一的温度进行线性拟合，但得到的温度明显低于实际的值。这一方法真正的推广应用还要归功于 Turner（1991）。他分别对观测到的 Sgr B2 中 36 个分子的 700 多条谱线和 Orion KL 中 27 个分子的 800 多条谱线进行了转动图分析。尽管对大多数分子的转动谱分析都可以采用单一的线性拟合，不过大多数拟合的弥散度较高。同时有些分子转动谱需要进行分段的线性拟合，即可能有两个温度成分组成。更有一些分子的转动谱则甚至连分段线性拟合都很困难。得到的转动温度范围也较大（分别为 Sgr B2: 9K~>200K；Orion KL:12K~120K）。这其实也是很自然的，一方面说明真实分子云的复杂性，可能存在多个温度成分，而不同的分子谱线只对一定的温度敏感。另一方面，该方法所依赖的谱线热化及光学薄的假设对大多数分子谱线可能并不满足。后来几乎所有毫米波、亚毫米波段的谱线搜寻（见附录）都广泛采用该方法进行谱线转动温度和分子柱密度的估计。即使该方法在拟合温度时可能会表现出较大的弥散，不过就确定分子的柱密度而言，通过多条跃迁的转动图方法得到的显然要比只用一条谱线的积分强度确定的更加可靠。

Goldsmith 和 Langer（1999）更深入地讨论了转动图方法在有限光深和非 LTE 近似下的应用。他们倾向于把“转动图”方法叫做“布居图（population diagram）”方法，因为它实际上是以直观的图示分析所研究分子各个能级的布居情况。考虑谱线具有有限光深的情形后，由公式（4.36）中假设波束填充因子 $f = 1$，而只考虑光深改正 $C_\tau=\tau/(1-e^{-\tau})$，

$$\ln\left(\frac{3kW}{8\pi^3\nu\mu^2S}\right)=\ln\left(\frac{N_T}{Q(T_{ex})}\right)-\ln C_\tau-\frac{E_u/k}{T_{ex}} \tag{4.38}$$

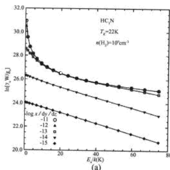
需要注意的是，光深对于不同跃迁的影响是不一样的。可以证明在瑞利—金斯近似条件下，对于 $J \to J-1$ 的线性分子转动跃迁而言，其最大光深处的 J 值和频率分别由下面两式给出，

$$J_{\max\tau} = 4.6\sqrt{T(K)/B_0(\text{GHz})} \tag{4.39}$$

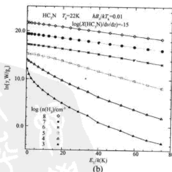
$$\nu_{\max\tau}(\text{GHz}) = 9.13\sqrt{T(K)/B_0(\text{GHz})} \tag{4.39'}$$

其中 B_0 为分子的转动常数。此时就不能简单地通过对布居图的线性拟合来求柱密度和转动温度了，因为各个跃迁在布居图上不再能用一条直线拟合。而如果把这种有限光深的影响错误地归咎于多个温度成分的话，就会错误地估计柱密度与转动温度。这可以从模型计算的布居图得到很好的说明。Goldsmith 和 Langer（1999）对线性分子 HC_3N 进行了包括其最低的 24 个能级的 LVG 模型计算。其中假设 T_k=22K，速度梯度取分子云中的典型值 $1\text{kms}^{-1}\text{pc}^{-1}$，相对丰度 $\log(X[HC_3N])$分别取 －15、－14、－13、－12 和 －11，而密度取 $n(H_2)=10^9\text{cm}^{-3}$ 以保证所有谱线均为热化的。图 4.3(a) 即利用计算结果画出的布居图。可以看到当相对丰度较低（图中较低的两条线），亦即谱线为光学薄时，布居图中的曲线是预想中的直线。而且纵坐标值随相对丰度增大而成比例增大，这是相对丰度增大导致柱密度提高的必然表现。而随着相对丰度进一步增加，曲线的非线性变得越来越严重。这种偏离在 $3 \leqslant J_u \leqslant 12$ 处尤为明显，而这正是谱线发生最大光深的跃迁能级范围。一旦某一跃迁变成光学厚，它在布居图上的纵坐标值不会再随相对丰度增大而提高。图中相对丰度从 10^{-12} 变到 10^{-11} 几乎没有产生任何影响，就是因为所有的跃迁都已经变成光学厚了。这种布居图上表现出的非线性，会在实际运用过程中产生几种影响。对中等相对丰度的情形，除了几个最低的和最高的跃迁外其他所有能级也都会受到影响。例如对于图 4.3(b)中 $X=10^{-13}$ 的情形，实际观测中通常不会得到那么完整的跃迁能级覆盖，这时就很容易因没有意识到有限光深的影响而错误地认为它有两个温度成分：从最低的五个跃迁的拟合得到一个极低的温度 6.5K，而同时最高的五个跃迁则错误地给出 51K 的高温。由于配分函数 Q 是温度的函数，综合的结果是从两个拟合得到的柱密度均低估了实际的柱密度。对于非线性分子而言，其能级结构通常相对较为复杂。对于某一个转动态可能会有多个跃迁，跃迁频率与上能级能量的依赖关系也较为复杂。有限光深对布居图方法的影响也较为复杂，很难像线性分子那样给出个简单而一般性的结论。不过对 E 型 CH_3OH 模型计算的结果表明，即使在 LTE 近似满足的

情况下，如果不同跃迁的光深不同，那么它们在布居图上也会表现得较为弥散。而在实际观测的跃迁的能级范围跨度有限的情况下，这种弥散很容易导致对柱密度和温度的错误估计。因此即使在 LTE 近似下，复杂分子的有限光深对布居图的影响也是不容忽视的。由此可见，我们可以用实际观测数据在布居图上激发曲线来判断谱线发射是光学薄的还是光学厚的以及能级布居是否满足 LTE 分布，当然这通常需要观测许多跃迁以覆盖足够宽的能级范围。



(a)



(b)

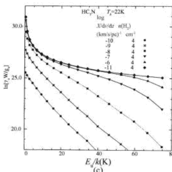


图 4.3 LVG 模型计算的 HC_3N 布居图。计算包括 HC_3N 的 J=0 到 J=18 能级，并假设动能温度 T_k=22K（此时 hB_0 / kT_k=0.01），速度梯度为 dv / dz=1 km $s^{-1}pc^{-1}$。(a)取 $n(H_2)=10^9cm^{-3}$，以保证满足 LTE 条件。图中不同符号表示不同的单位速度梯度相对丰度值［分别从 10^{-15}～10^{-11}(km $s^{-1}pc^{-1})^{-1}$］所对应的计算结果。其中 $X=10^{-11}$ 时 J=10→9 的光深最大为 377，而相应的 J=1→0 和 18→17 的光深分别为 10 和 130。光深的大小直接与相对丰度的值成比例。(b)取 $X(HC_3N)/(dv/dz)=10^{-15}$，以保证所有跃迁均为光学薄。图中不同符号表示不同氢分子密度（从 10^3～10^8cm^{-3}）所对应的计算结果。(c)有限光深对亚热激发 HC_3N 的影响。图中不同符号表示不同的单位速度梯度相对丰度值［分别从 10^{-11}～10^{-6}(km $s^{-1}pc^{-1})^{-1}$］所对应的计算结果。其中◆表示 $n(H_2)=10^9cm^{-3}$，即谱线发射光学厚且满足 LTE 条件。其他均为 $n(H_2)=10^4cm^{-3}$ 的计算结果。只考虑碰撞激发时 5≤J_u≤9 的跃迁光深最大，而 LTE 条件下 J_u=11 处的光深最大（取自 Goldsmith 和 Langer 1999）

那么亚热激发条件下对布居图方法的影响又如何呢？此时氢分子密度不足以使部分或所有的跃迁热化，从而用于布居图的能级布居不能简单地以 LTE 描述。图 4.3（b）的是在给定较低的 HC_3N 相对丰度（$X=10^{-15}$）而不同氢分子密度下 LVG 模型计算结果（Goldsmith & Langer，1999）。我们可以从中看出偏离 LTE 对布居图的影响。当 $n\geqslant10^6$ cm^{-3} 时，所考虑的能级都是热化的，布居图基本上是一条直线，且由其斜率给出的动能温度为 22K。当密度较低时，亦即偏离 LTE 时的情形有点出乎意料。尽管布居图不能用直线进行很好的拟合，但是对于其中相当大的一段能量范围（最低的几个能级除外），基本上都可以较好地用直线拟合。由斜率所估

计的温度都远低于动能温度，即肯定是亚热激发的。我们把这种类似于热化的能级布居称为准热激发。因此如果简单地作为 LTE 处理，就会低估动能温度。而要认识到这种亚热激发对布居图的影响，必须在观测数据中包括 $J\leqslant 6$ 和 $J>20$ 的跃迁。这种准热激发表现可以立即独立给出动能温度的下限。

当然实际情况很可能是有限光深和亚热激发的综合影响，其结果［图 4.3（c）］大致上就是图 4.3（a）和图 4.3（b）的合并效应。复杂的非线性分子的情形则较为复杂。同样是对 E 型 CH_3OH 的 LVG 模型计算表明，在亚热激发条件下，同一个 K 量子数而不同 J 量子数的跃迁在布居图上成一条直线，即有相同的激发温度，且该温度随氢分子密度增加而增加直到完全热化。但是它们在布居图纵坐标上的位置是明显分开的，这是由于不同 K 量子数的跃迁热化所需的密度差别较大（对 $K=\pm3$，约为 $10^8\ cm^{-3}$；对 $K=-1$ 则约为 $10^6\ cm^{-3}$）。

那么回过头来看前面提到的早期谱线搜寻工作中用该方法得到较低的温度（Linke 等 1979；Frerking 等 1979）则极有可能是因为跃迁谱线的布居图受亚热激发的影响。而 Turner（1991）谱线搜寻工作中的某些需要分段拟合的分子中有一部分极有可能存在谱线饱和的问题，即需要考虑有限光深的影响。因此在使用该方法时需要注意亚热激发和光学厚度的影响。

同时应该注意在源的结构未知的情况下，对一条观测到看似光学薄的谱线，观测者并不能确定它是真的光学薄还是由于波束稀释效应才表现为光学薄的。而 LTE 近似下谱线的光深对于不同的跃迁也是不一样的，因此对不同的跃迁而言，光深的影响也各不相同。此时如果简单把它们都当作光学薄处理，就很容易得到远远偏离真实值的转动温度和柱密度（详见 Goldsmith & Langer，1999）。如果再考虑分子云核的团块结构所带来的波束稀释效应，即波束填充因子 $f=\Delta\Omega_s/\Delta\Omega_A<1$（$\Delta\Omega_s$ 和 $\Delta\Omega_A$ 分别为源和望远镜波束的立体角；$\Delta\Omega_s$ 可以通过高空间分辨率的观测确定）时，$T_{MB}=T_B\cdot f=T_B\cdot\Delta\Omega_S/\Delta\Omega_A$，则柱密度需要进一步的改正。

$$\ln\left(\frac{3kW}{8\pi^3\nu\mu^2 S}\right)=\ln\left(\frac{N_T}{Q(T_{ex})}\right)-\ln\left(\frac{\Delta\Omega_A}{\Delta\Omega_S}\right)-\ln C_\tau-\frac{E_u/k}{T_{ex}} \tag{4.40}$$

如果我们观测的谱线不是热化的，基于上面提到的非 LTE 下明确特征，布居图其实可以被很好地用作确定密度和柱密度的重要工具。模型计算的结果清楚地表明，布居图上由准热激发线斜率的倒数近似给出的所研

究跃迁的激发温度是同时随动能温度和氢分子数密度变化的。该斜率在给定动能温度下随密度增加而变小（激发温度增高），而在给定密度下随温度增高而变小（激发温度增高）。也就是说，动能温度和氢分子数密度的增高均会引起亚热激发条件下谱线跃迁激发温度的升高。这种明确的依赖关系在直接对观测到的谱线强度或积分强度进行模型拟合时是很难反映出来的。

当然，上面这些并不排除观测对象中确有多个温度成分而在布居图上需要分段进行线性拟合的情况。只是，在作这种分段拟合的时候，要仔细分析上面提到的有限光深和激发对布居图可能产生的影响。每种方法都有它的优势和局限，现在我们已经可以从布居图对光深、激发甚至密度都给出一定的独立的衡量，鉴于该方法的简洁易行，布居图方法仍不失为一种用多跃迁谱线诊断稠密核气体性质的有力工具。尤其在谱线巡测（见 4.2.3 节）的工作中应用更为广泛，因为通常巡测观测会观测到某一分子的很多条跃迁。

尽管 LTE 近似使分子谱线的分析变得较为容易，但是对我们的研究对象而言，该近似并非总适用。下面我们列出 LTE 近似方法的局限：①LTE 近似忽略了较高能级的粒子布居。对于碰撞主导的粒子布居，能级越高则临界密度越高。如果到某一个高能级时，密度不足以维持以 T_{ex} 描述的粒子布居，此时转动图方法就很有可能会高估柱密度，而低估动能温度。②辐射激发可能同样对能级布居有贡献。因此要对原子分子谱线进行正确的量化分析，应当同时考虑辐射与碰撞激发，这就要求对发射源进行模型分析，求解辐射转移方程。而辐射转移模型要比 LTE 近似方法复杂得多。③分子谱线的某些跃迁之间的强度比对温度较为敏感，而另外一些跃迁之间的强度比则对密度较为敏感。选择恰当的分子谱线和跃迁就可以很好地并较为独立地确定分子云中的温度和密度结构。而尽管上面的布居图方法可以给出密度的某种限制，但毕竟 LTE 近似方法并不能直接确定密度。

4.2.3 物理条件的非局部热动平衡（NLTE）模型诊断

要求解由（A.22）和（A.28）组成的辐射转移统计平衡方程，必须同时确定辐射场和能级布居。然而从（A.22）（A.28）可以看出二者是相互关联的，一方面能级布居依赖于辐射场，另一方面辐射场的强度也依赖于能级布居。因此，完全解决这一问题的唯一办法似乎只有通过完全线性化

并求解由所有位置上包括所有能级布居的方程组成的庞大矩阵方程。它所需要的计算机 CPU 时间和内存空间都远远超出目前的计算机能力。因此需要考虑对该问题进行进一步的简化和近似。

为了便于讨论，首先考虑一个两能级系统。相应的统计平衡方程可以写成如下形式的速率方程，

$$\begin{cases}\dfrac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}t}=-n_1(B_{12}\overline{U}+C_{12})+n_2(A_{21}+B_{21}\overline{U}+C_{21})\\ \dfrac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}t}=n_1(B_{12}\overline{U}+C_{12})-n_2(A_{21}+B_{21}\overline{U}+C_{21})\end{cases} \tag{4.41}$$

其中辐射场积分平均强度 $\overline{U}$ 为点 $\boldsymbol{r}$ 处 $\boldsymbol{n}$ 方向的辐射场 $U_\nu(\vec{r},\vec{n})$ 对整个谱线轮廓 $\phi_\nu(\vec{r},\vec{n})$ 的积分，而 $U_\nu(\vec{r},\vec{n})$ 为辐射场强度 $I_\nu(\vec{r},\vec{n})$ 对 4π 立体角的积分，即

$$\overline{U}=\frac{1}{4\pi}\iint I_\nu(\vec{r},\vec{n})\phi_\nu(\vec{r},\vec{n})\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\nu \tag{4.42}$$

我们首先需要估计辐射场 $\overline{U}$ 以计算能级布居，$\overline{U}$ 是所有非局部热动平衡系统中的一个关键量。要求解上面的统计平衡方程，通常要进行某种简化假设。逃逸几率方法、微观湍动方法、Monte-Carlo 方法或 LTE 近似。

4.2.3.1 逃逸几率方法与 LVG 近似

解决问题的关键在于如何将辐射转移计算和能级布局的计算拆开来进行。最常用的方法之一就是所谓的逃逸几率方法，其基本思想是引入一个被称为逃逸几率的因子 β，它表示云中某处新产生的光子可以逃逸出系统的几率，以便将辐射转移计算和能级布局的计算分离开来。此时系统中相应的吸收几率为 $\alpha=1-\beta$。该方法在第三章中曾应用于脉泽的分析。

现在我们来对所要研究的分子云做一些近似：首先考虑一个云中局部区域产生较窄的谱线，其线宽来自气体的局部热运动和湍动。也就是说，辐射相互作用的尺度远小于云的尺度，云中某处发射的光子只与其邻近的光子发生相互作用。其次考虑云中存在大尺度的速度梯度（例如云的整体塌缩或膨胀等都会产生这样的速度梯度），且该速度梯度会因多普勒效应而导致热致宽以外的谱线加宽，即多普勒致宽。这样，谱线内某一频率的发射来自视线方向上一个有限的区域，该区域的平均径向速度取决于该发射频率。假设局部速度满足高斯分布，即 $\phi(v)=1/[\sqrt{\pi\sigma^2}\exp(v^2/\sigma^2)]$，则区域的大小为

$$l=\left|\frac{\sigma}{\mathrm{d}v_n/\mathrm{d}r}\right|, \tag{4.43}$$

其中 v_n 为所研究的某个方向的速度，$\mathrm{d}v_n / \mathrm{d}r$ 为相应的速度梯度。我们并不知道分子云中局部的速度梯度。不过，通常可以假设观测到的总的谱线线宽（实际上包括湍动致宽、热致宽以及系统运动致宽）是由云中大尺度速度梯度的多普勒效应所致。则可以近似地认为 $l \approx \delta v R / \Delta V$，其中 δv 为局部线宽，Δv 为总的速度范围，R 为视线方向介质的总深度。最后还要假设介质中的速度梯度、密度、动能温度以及激发温度等都是均匀的。这就是所谓的大速度梯度（LVG）近似。在这种近似下，全局问题转化为局部性问题，辐射转移方程也就可以分成多个独立的方程而容易求解了。该近似是由 Sobolev（1957）在处理膨胀大气包层的辐射转移方程时首次引入的，并由 Scoville 和 Solomon（1973）以及 Goldreich 和 Kwan（1974）发展应用到毫米波分子谱线。

如果考虑光子俘获效应，即云中某处一个分子发射的光子会被其附近的另一个光子吸收并再发射。那么介质中某点为中心的半径为 l 的体积元中的发射系数、吸收系数以及局部源函数 $S = \varepsilon_v / \kappa_v$ 可以近似视为常数，而局部的平均辐射场可以写成 $\overline{U} = S(1-\beta)$。速率方程就可以简化为如下简单的形式［其中用到 Einstein 系数之间的关系 $g_1B_{12}=g_2B_{21}$ 和 $A_{21}=(2h\nu^3/c^2)B_{21}$］：

$$\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}t} = n_1C_{12} - n_2C_{21} - \beta n_2 A_{21} \tag{4.44}$$

现在我们就可以独立求解能级布居和辐射场了。当然我们还可以很容易地加入辐射温度为 T_r 的外部辐射场 $U_r(\nu)$ 的贡献。如来自 2.7K 微波背景辐射、尘埃辐射以及 HⅡ区的射电连续谱辐射等。通常我们假设外部辐射场光子闯入介质中某一点的平均几率等于介质中该点发射同样频率的光子逃逸出介质的几率 β。此时速率方程中需要加入如下项

$$\beta B_{21}U_r(\nu_{21})(n_2 - n_1\frac{g_2}{g_1}) \text{ 或 } \frac{f\beta A_{21}(n_2 - n_1 g_2/g_1)}{\exp(h\nu_{21}/kT_r)-1},$$

其中 f 为稀释因子，$U_r=WI_r$，外部辐射场强度 $I_r= (2h\nu^3/c^2)[\exp(h\nu_{21}/kT_r) - 1]^{-1} \equiv B(T_r)$。

推广到多能级系统，则可以给出如下更一般形式的速率方程（Elitzur 1992），

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}n_i}{\mathrm{d}t} = &-\sum_{j<i}\left\{A_{ij}\beta_{ij}\left[n_i + fN_{ij}\left(n_i - n_j\right)\right] + C_{ij}\left[n_i - n_j\exp\left(-h\nu_{ij}/kT_r\right)\right]\right\} \\ &+\sum_{j>i}\left(g_j/g_i\right)\left\{A_{ji}\beta_{ji}\left[n_j + fN_{ji}\left(n_j - n_i\right)\right] + C_{ji}\left[n_j - n_i\exp\left(-h\nu_{ji}/kT_r\right)\right]\right\}\end{aligned} \tag{4.45}$$

其中 N_{ij} 表示频率 ν_{ij} 的光子数密度，$N_{ij}=[\exp(h\nu_{ij}/kT_r)-1]^{-1}$。当然还必须服从总粒子数守恒，即 $\sum g_i n_i = n_s$，其中 n_s 为系统粒子的总数密度。

剩下的任务就是估计逃逸几率 β。逃逸几率方法的基础就是假定我们能够找到 β 的某种表达式，它依赖于几何形状及光深，而与辐射场无关。在一维情形下，强度为 I 的辐射在进入一个光深为 τ 的介质后其出射的强度为 $I\cdot e^{-\tau}$，即逃逸几率为 $e^{-\tau}$。由于产生源内部辐射的具体位置未知，因此介质中的平均逃逸几率可以通过对光深的平均进行粗略的估计，

$$\beta = \langle e^{-\tau} \rangle = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} e^{-\tau'}d\tau' = \frac{1-e^{-\tau}}{\tau} \tag{4.46}$$

巧合的是，这正好是径向膨胀的球形中的 β 的计算结果。其详细推导可以参见 Elitzur（1992，第 44 页）或 Lequeux（2005，第 38 页）。而对均匀的平面平行层介质而言，则有所谓 Eddington 近似，

$$\beta = \frac{1-e^{-3\tau}}{3\tau} \tag{4.47}$$

其中 $\tau = \kappa(\nu_0)\Delta\nu/(\mathrm{d}\nu/\mathrm{d}z)$，即光深与速度梯度成反比，$\kappa(\nu_0)$为吸收系数，$\Delta\nu$ 为谱线线宽，$\mathrm{d}\nu/\mathrm{d}z$ 为视线方向的速度梯度。而对湍动的介质，则有

$$\beta = \frac{1}{\tau\sqrt{\pi\ln(\tau/2)}} \tag{4.48}$$

或对一个均匀球而言有（Osterbrock，1974）

$$\beta = 1.5\tau[1-\frac{2}{\tau^2}+(\frac{2}{\tau}+\frac{2}{\tau^2})e^{-\tau}] \tag{4.49}$$

De Jong 等（1980）还证明，对于平面平行层的情形，即使没有速度梯度，只要与 LVG 近似一样假设给定某点的辐射场只依赖于局部条件，则逃逸几率将会有如下的形式，

$$\beta = \int\frac{\mathrm{d}\Omega}{4\pi}\int \mathrm{d}\nu\phi(\nu-\nu_0)\exp[-\tau\phi(\nu-\nu_0)]$$

$$\approx \begin{cases} \dfrac{1-e^{-2.34\tau}}{2.34\tau} & \tau < 7 \\ \dfrac{1}{2\tau\sqrt{\ln(\tau/\sqrt{\pi})}} & \tau > 7 \end{cases} \tag{4.50}$$

由此可见，β 与 τ 有关，而 τ 又与速度梯度成反比关系。

引入逃逸几率 β 后的能级布居数方程为，

$$\frac{n_i}{n_j}=\frac{g_i}{g_j}\exp\left(-\frac{h\nu}{kT_k}\right)\frac{1}{1+\beta_{ij}A_{ij}/C_{ij}}=\frac{g_i}{g_j}\exp\left(-\frac{h\nu}{kT_k}\right)\frac{1}{1+\beta_{ij}n_{crit}/n} \tag{4.51}$$

对于光学厚情形下碰撞激发的两能级系统而言，其谱线发射的一般化方程为

$$F_{line}=\frac{h\nu}{kT}A\beta(\tau)N_{tot}\frac{\frac{g_u}{g_l}\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)}{1+\frac{g_u}{g_l}\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)+\frac{n_{crit}\beta(\tau)}{n}} \tag{4.52}$$

其中 N_{tot} 为分子（或原子）的总柱密度。光学厚并热化（$n_{crit}\beta/n<<1$）的发射的谱线流量随 $A\beta$ 正比变化；而同样是光学厚的亚热激发（$n_{crit}\beta/n>1$，$\beta<1$）的谱线流量将会随 N_{tot} 线性增长，这和光学薄的热化发射非常类似。而区别在于光子俘获增加了上能级的粒子布居，从而提高了激发温度。多能级系统中的情况要复杂的多，但基本的思路还是一样的。

基于上述的假设，我们就可以按下述方法估计谱线的激发和辐射场。作为初步猜测，首先估计光学薄或者 LTE 假设下的相对能级布居。此时虽然考虑了背景辐射，但还没有内部的辐射场。从该能级布居便可算出光深，从而得到 β。然后用这个 β 去重新计算能级布居。而此时背景辐射和内部辐射场作完全相同的处理。如此这般，通过反复迭代找到一致的能级布居与光深，并依此解计算谱线强度。

作为一个例子，图 4.4 给出的不同的动能温度下对 CO(1→0)和 CO(2→1)谱线进行 LVG 模型计算的结果（Castets *et al.* 1990）。通常 LVG 模型计算的输入参数为动能温度 T_k、氢分子数密度 $n(H_2)$和单位速度梯度相对丰度 $X/(dv/dr)$，而计算结果包括光深、谱线强度等。

4.2.3.2 微观湍动方法

前面我们已经提到分子云的高度结构化特征可能是云中气体的湍动造成的，并且湍动对分子云有支撑作用，而分子云的塌缩很有可能是湍动耗散所致。这种湍动会直接影响到分子谱线的线宽、轮廓等观测特征。分子谱线的非热致宽主要即来自气体中的湍动。气体中的湍动分为微观湍动和宏观湍动，前者的湍动元特征尺度 l 远小于光子的平均自由程 L，后者则正好相反。Lĕung 和 Liszt（1976）以及 Liszt 和 Leung（1977）分别对观测的 CO 和 CS 转动谱进行了球对称微观湍动模型拟合，成为用微观湍动模型研究非热动平衡情形下分子谱线形成的标准方法。

图 4.4 $CO(1\rightarrow0)$和$(2\rightarrow1)$大速度梯度（LVG）模型计算结果。横坐标表示相对丰度 $X(CO)=n(CO)/n(H_2)$与速度梯度 dv/dr（单位：$km\ s^{-1}\ pc^{-1}$）之比，纵坐标表示氢分子数密度 $n(H_2)$（单位：cm^{-3}）。动能温度分别设定位 T_k=10K（a）和 T_k=20K（b）。实线表示 $CO(1\rightarrow0)$的亮温度，虚线则表示 $CO(2\rightarrow1)$与 $CO(1\rightarrow0)$亮温度比。图中从下往上、从左往右都是谱线的光深增加的方向（取自 Castets *et al.* 1990）

不同于 LVG 近似，微观湍动模型假设分子云中没有大尺度的运动，分子谱线的线宽是由热运动和小尺度的随机运动，即微观湍动共同造成的。微观湍动速度场通常为均匀的、各向同性的，并满足高斯分布。该方法采用的是数值求解的准扩散方法。其基本思路是通过引进两个辅助函数：描述辐射场非均匀性的各向异性因子 $f_\nu(r)$ 和与几何特征有关的位形函数 $\zeta_\nu(r)$，把辐射转移问题作为一个两点边界值问题来解。首先假设辐射场为各向同性的（扩散近似），即让 $f_\nu(r)=1/3$，$\zeta_\nu(r)=1$，然后求解辐射转移矩阵方程和统计平衡方程得到吸收系数 κ_ν 与发射系数 ε_ν。再通过线性的射线跟踪方程从 κ_ν 和 ε_ν 解出辐射场的角分布，以修正 $f_\nu(r)$ 和 $\zeta_\nu(r)$ 并进入下一步迭代。如此反复迭代，直至达到所要求的迭代精度。具体的求解过程本书中不再详述，有兴趣的读者可以参阅 Leung 和 Liszt 的相关文献。

计算的结果要和观测相吻合，除了比较谱线强度，我们还可以比较谱线轮廓。模型计算是对某一个特定的频率进行的，逐步改变频率重复计算就可以得到理论预期的谱线轮廓。

上述关于分子云的 LVG 近似和微观湍动近似的关键区别在于局域性和非局域性的区别。显而易见这两种近似都是比较理想化的极限情形。实际的分子云中同时存在系统运动和湍动（包括宏观湍动和微观湍动），因此应该采用更加复杂的模型，同时考虑分子云中气体的各种运动。不过二者都能从某种程度上对观测到的谱线轮廓和强度等给出比较一致的解释。如就 CO 转动谱线而言，标准的 LVG 模型（例如，Scoville & Solomon, 1974）和微观湍动模型（例如，White 1977）给出的谱线强度相差不到 3 倍，低于由云的几何形状不同所带来的计算结果的差别。LVG 模型尤其因形式简洁而被广泛采用。在许多 LVG 近似并不满足的情形下该模型仍然可以作为分析分子谱线激发的有用工具（Ossenkopf, 1997）。不过与一个自恰的一维辐射转移计算结果所进行的系统的比较研究表明，LVG 模型除了能得到较为可信的柱密度外，对密度尤其是温度的计算结果都离实际情况相去甚远（Ossenkopf, 2001）。另外当用 LVG 模型去分析同一个观测对象的不同转动跃迁的观测时，得出的物理特性也大不相同，并在很大程度上依赖于不同的跃迁（Goldsmith, 1988）。当然我们可以通过对多种分子谱线进行 LVG 模型的综合分析，从而对所求的物理量给出较好地限定。另外，微观湍动模型（Leung & Liszt, 1976）则总是产生光学厚 ^{12}CO 转动谱的自吸收特征，然而这种模型所预言的自吸收谱特征在较冷的暗云

中却很少被观测到。值得注意的是，LVG 近似和微观湍动模型都简单地假设云中的气体分布比较平滑，因此适用于物理条件变化不大的情形。然而正如上一节中介绍的，分子云通常是不均匀的、高度团块化的，而且形状也不规则，因此相应的情形就会更加复杂。LVG 近似和微观湍动模型也许并不适用于描述这种团块化分子云中的谱线形成。这种情况下，下面将要介绍的 Monte-Carlo 方法可能是一种最为简单可行的方法之一。

4.2.3.3 Λ 迭代方法

在了解 Monte-Carlo 方法之前，我们先来简单介绍一下 Λ 迭代（LI）方法，因为它实际上是贯穿在各种方法中的一个最基本的方法，可以说是求解辐射转移问题的核心。它通过对能级布局与谱线强度不断迭代直到整个系统收敛。“Λ 迭代”因其迭代的过程可以在数学上写成一个包括“Λ 算符”的公式而得名。该 Λ 算符表示从源函数计算谱线加权平均强度 U_ν 的整个过程。它包括介质中沿着各个可能的方向的积分（3）以及对立体角和频率的积分以获得 U_ν。Λ 算符的定义如下，

$$U_\nu = \Lambda[S_{ul}(U_\nu)] \tag{4.53}$$

可见 Λ 算符是一个全局算符，是一个将各点之间以及各能级之间联立起来的矩阵算符。在一个网格化的模型中，我们可以把 Λ 算符看成是一个描述某一个单元格中的辐射场与所有其他单元格中的激发之间依赖关系的矩阵，其中的矩阵元表示网格对之间的辐射耦合。要得到辐射转移的数值解，必须同时在空间和频率上都要离散化，并假定一个初始的能级布居。从这个初始的能级布居出发，我们就可以通过求解辐射转移方程为 I_ν 和 U 构建 Λ 算符，而 I_ν 和 U 代入统计平衡方程后可以求出新的能级布居。

$$U_\nu = \Lambda[S_{ul}^*(U_\nu)] \tag{4.54}$$

如此反复该迭代过程直到两次成功的迭代步骤得到的能级布居以及强度的相对变化达到预期的收敛判据。由于该方法的简洁直观，即使有时求解非局部热动平衡激发和辐射转移过程中实际上并不构建任何 Λ 算符，通常还是习惯把所用到的迭代方法通常都被称为 Λ 迭代。不过在 $\tau>>1$ 时，单元网格的自耦合成为影响 Λ 迭代收敛速度的瓶颈，得到收敛的解所需要的计算时间与 τ^2 成正比，因此在高光深区域的迭代过程会非常耗时。

4.2.3.4 Monte-Carlo 方法

Monte-Carlo 模拟是求解辐射转移方程的一个更加灵活的方法。我们在用该方法求解 U_ν 时，与求解一个函数的定积分时所采用 Monte-Carlo 方法类似（参见 Press et al.1992 及相关引文），（4.42）式中的积分可以通

过一系列随机方向的求和近似解出。该方法由 Bernes（1979）首次引入以计算非局部热动平衡下一个密度均匀的球对称云中的 CO 分子谱线激发。后来该方法又被成功用来计算模拟分子云中的 CS 发射谱线（例如 Choi *et al.*,1995），不过大多停留于球对称模型，也就是说基本上还是一维的。然而我们知道实际的分子云的结构很复杂，而且对分子云非均匀性及其成因的研究也越来越受到重视。随后的研究又用 Monte-Carlo 方法研究了这种非均匀性对分子云温度结构和化学特性的影响（例如 Spaans,1996）。为了研究小尺度密度扰动对分子谱线发射的影响，该方法又被进一步推广到二维和三维的情形（例如 Park & Hong,1998 及其中引文）。辐射转移方程的 Monte-Carlo 方法模拟机算是一种基于借助随机数模拟基本物理过程的方法。与其他模型方法相比，该方法中程序的形式相对简单和直观，只涉及一些最基本的公式。而且 Monte-Carlo 模拟方法不需要微观湍动模型和 LVG 模型中的简化假设，模型中云的速度场和密度分布可以是任意的。因此可以简单地用与球对称情形下所用的类似的程序去计算模拟更复杂的团块化的云。该方法由于可以采用不规则网格，因此尤其适合于多维问题。而这种方法的唯一缺点则在于为了降低计算过程中内在的随机误差（近似与所采用的光子数的均方根成正比），需要大量的 CPU 计算时间和内存空间。这个问题在多维的情况下显得尤为突出。这也就是为什么该方法尽管灵活，但在早期并没有得到很好应用的主要原因之一。不过随着计算机技术的突飞猛进·加之下面将要提到的一些节省计算时间的方法的采用，现在用 Monte-Carlo 方法研究更复杂的、但更接近实际情况的模型已经成为可能。有理由相信该方法将会在以后的研究中变得越来越重要。不过需要注意的是，为了得到正确的 U_ν，必须确保对空间和频率上的所有区域都进行了较完备的采样。Λ 算符仍旧是辐射转移问题的核心。它将源函数 S 映射为辐射场局部平均强度 U_ν。这在 Monte-Carlo 模拟中是通过对模型光子的模拟实现的，而并没有明确地采用该算符。Λ 迭代方法和 Monte-Carlo 方法的真正区别在于对辐射场的不同取样。前者辐射转移的求解通常是沿着那些入射辐射已知的特定方向进行的，而后者的辐射场取样则是随机的。

4.2.3.5 近似/加速 Λ 迭代（ALI）与加速 Monte-Carlo 方法

无论是 Λ 迭代方法还是 Monte-Carlo 方法，它们共同的缺陷是当光深较大时，要得到收敛的解所要耗费的计算时间太长，因此需要进一步的近似。近似/加速 Λ 迭代（Rybiki & Hummer，1991）方法是将 Λ 算符分成两部分

$$\Lambda_{ij} = (\Lambda_{ij} - \Lambda^*_{ij}) + \Lambda^*_{ij} \tag{4.55}$$

其中 Λ_{ij} 为能级 i 和 j 之间的 Λ 算符，而 Λ^*_{ij} 作为完全 Λ 算符的一部分，可以选用对角矩阵，以表示一个单元网格中产生的局部辐射场的贡献；或有时也选用三角对角矩阵以包括其相邻单元网格中产生的局部辐射场贡献。由于这个近似算符 Λ^*_{ij} 易于求逆，而且其中的矩阵元相对容易计算，因此可以用来对矩阵求逆，然后用迭代法求解剩下的非局部部分。这种加速 Λ 迭代方法通过直接反转 Λ^*_{ij} 移去局部自耦合部分，非常有效地加快了收敛的速度。

类似上面提到的加速 Λ 迭代方法，可以采用加速 Monte Carlo（AMC）方法。该方法的关键还是在于将平均强度分成外部场和局部贡献两部分，即

$$\begin{aligned}\overline{U} &= (\Lambda - \Lambda^*)[S^*_{ul}(\overline{U})] + \Lambda^*[S_{ul}(\overline{U})] \\ &= \overline{U}^{外部} + \overline{U}^{局部} \\ &= \frac{1}{N}\sum_i I_{0,i} e^{-\tau_i} + \frac{1}{N}\sum_i S_{ul}[1 - e^{-\tau}]\end{aligned} \tag{4.56}$$

其中 $S^*_{ul}(U)$ 是上次迭代的结果，N 是光子的数目，$I_{0,i}$ 为沿某一条光线的入射辐射强度（包括微波背景辐射）。这种分离非常重要，因为在标准的 Monte-Carlo 方法中正是那些光学厚的网格单元中的光子俘获耗费了绝大部分的计算时间，其中由于吸收和随机方向的发射，网格单元中光子的行走路线是随机的，每次迭代走一步。由于光深较大时局部辐射场 $\Lambda^*[S_{ul}]$ 接近局部源函数，因此（4.56）式比起（4.54）式来收敛的速度要快得多。

具体的分离方法可以不同，在此不再详述，有兴趣的读者可以参考 van Zadelhoff 等（2002）对各种方法进行的具体比较。当然更符合实际情形的模型还要考虑化学演化。

我们已经看到由于能级布居与辐射的耦合，需要较为复杂的模型计算。不过在两种情况下，就不再需要这种复杂的模型计算了。一是当谱线中的辐射场对能级布居不重要，整个系统所有跃迁谱线均为光学薄，即 $\beta = 1$，此时方程变成线性的；二是当密度大到系统中以碰撞占主导，能级布居满足 Boltzmann 分布，即 LTE。从这两个极端情形中的任意一个出发，作为初始解并通过不断的迭代，最终可以得到期望的数值解。

不管采用哪种模型求解辐射转移统计平衡方程，我们都需要知道精确的分子数据，包括能级、统计权重、跃迁频率以及自发跃迁发射系数 A_{ul} 和碰撞速率系数 γ_{ul}。这些分子数据通常可以在如下的几个相关网站找到：

JPL[①]分子谱线数据库（Pickett *et al.*1998）、HITRAN[②]数据库（Rothman *et al.*2003，2005）和德国科隆大学 CDMS[③] 分子谱线数据库（Müller *et al.* 2001，2005）等。然而值得注意的是，即便是关于分子的偶极矩这样一个基本参数，天文文献中采用的值有时也很不一致。例如我们下面要讲到的 HCO^+分子：被广泛采用的 JPL 中给出的偶极矩为 μ=3.30D，而更细致的计算得到μ=3.93±0.01D（Schöier *et al.*2005）。两种不同的取值会导致模型计算的柱密度或相对丰度相差约两倍。在辐射转移分析的分子数据输入参数中，最大的误差来自碰撞速率系数γ_{ul}。一方面，目前我们所采用的碰撞速率系数γ_{ul} 基本上都是理论计算的结果，而计算过程中所采用的不同方法会带来一定的误差（见如 Schöier *et al.*2005 及相关引文）；另一方面，一些分子或只有与 He 的碰撞速率系数γ_{ul}，而缺乏与其主体碰撞粒子 H_2 的相应参数；或缺乏高能级的相关计算；更有一些分子至今还没有理论计算的碰撞速率系数。荷兰莱顿大学 LAMDA[④] 原子分子数据库（Schöier *et al.*2005）总结了到目前为止有较可靠碰撞速率系数的 23 个分子的所有辐射转移模型计算中需要的参数。

4.2.4 化学条件的诊断：谱线巡测

微波谱线不仅可以用来作为星际介质物理条件的诊断工具，还可以用以研究星际介质中的化学性质。大量谱线观测显示在不同的天文环境下，星际物质中的化学组成也很不相同。利用微波谱线对星际介质的化学性质进行诊断属于天体化学（astrochemistry）的研究范畴。要细致地分析不同条件下星际原子、分子和离子的形成与破坏、合成与分解等，并进而研究分子云的化学演化等涉及许多有关星际介质中化学过程的知识以及具体的化学模型，这些都超出了本书写作范畴，因此不作深入介绍。有兴趣地读者可以查阅相关的综述文章（van Dishoeck & Blake,1998 及 Ehrenfreund & Charnley，2000）。下面我们简单介绍如何从天文谱线巡测观测的资料中得到有用的物理化学信息。

前面已经提到多分子多谱线观测在确定星际介质物理条件过程中的重要性。这对于确定化学组成同样重要。观测的谱线越多，对物理和化学条件的约束也就越精确。因此对某一天体的谱线巡测就显得格外重要。同

---

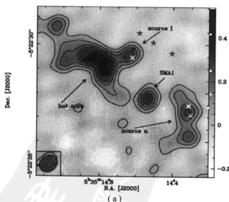
①http://soes.jpl.nasa.gov
②http://cfa-www.Harvard.edu/HITRAN
③http://www.cdms.de
④http://www.strw.leideuniv.ul/~moldata/radex.html

时，同一望远镜上某一频段的谱线巡测因为有相近的空间分辨率而给资料分析带来很大的方便，结果也更可靠。谱线巡测的意义在于：①它是对观测区域主要的原子和分子的无偏普查，可以研究不同环境下的化学组成；②同一分子的不同跃迁的强度比可以用来确定望远镜波束中不同物理成分的温度、密度等参数（见4.2.1节）；③分子丰度的不同可以用来诊断不同的演化状态；④通过比较不同激发状态和不同化学性质分子的高速度分辨率谱线轮廓，可以研究不同的动力学过程如激波、湍动和下落等。⑤可以估计气体的总冷却率，尤其是CO和H_2O的贡献；⑥估计谱线发射对宽带连续谱发射的贡献，以更好地确定尘埃参数；⑦有机会发现新的星际分子。

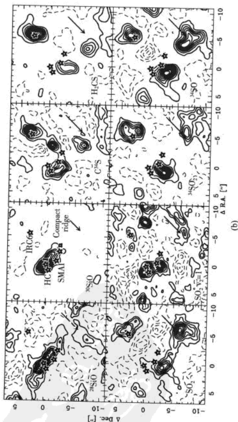
大质量恒星形成区如Orion-KL和Sgr B2是进行谱线巡测的首选天体，因为它们中的谱线较强。大多数星际分子的发现都是通过对它们的谱线搜寻实现的。其中最有影响力的可能要算Sutton等（1985）和Blake等（1986；1987）利用OVRO-10.4米望远镜对Orion-KL所作的1mm巡测。不仅仅是因为这些观测的数据质量高，更重要的是他们对数据进行了深入细致的物理和化学分析。根据谱线轮廓和分子的激发，他们在30″的波束中确认出四个物理成分：较为宁静的分子“脊”（ridge）、“高原”（plateau）外流气体、IRc2附近的“热核”（hot core）以及另一个热的稠密气体团块即所谓“致密脊”（compact ridge）。具体的位置及分布可以参考Genzel和Stutzki（1989）关于Orion分子云的综述。其中的温度变化范围较大，从宁静气体的约50K到热核和外流气体中的约1000K。不同部分的化学组成有明显的区别：宁静的“脊”中只有简单分子；外流气体中SO和SO_2等含S和Si的分子较为丰富；热核则以如CH_3OCH_3和CH_3CN等饱和的复杂有机分子为特征。这一区域所表现出的错综复杂的分子谱线可以解释为年轻恒星通过激波、UV光子以及被动的辐射加热与周围介质相互作用的结果（Blake *et al.*1987）。Orion-KL中的这一谱线巡测促进了适合热核的新的化学模型的提出。在新的模型中各种冰混合物在受到年轻星加热后从尘粒中升华。随之形成一个快速的高温气相化学过程，直到被离子—分子化学过程所取代（例如Charnley，1997）。新模型最大的不同是考虑了各种冰的组成。Blake等（1987）认为驱动热核化学的主要是H_2O的蒸发，而Millar等（1991）和Charnley等（1992）则证明CH_3OH能够更有效地产生复杂有机分子。现在普遍认为至少在某些大质量恒星形成区中，CH_3OH是星际冰中的主要组成成分，其丰度高达H_2O冰的30%，或H_2的

10^{-5}（Dartois *et al.* 1999）。

近些年随着毫米波、亚毫米波观测技术的不断提高促进了新的更高灵敏度的恒星形成区谱线巡测。亚毫米波段的谱线巡测观测到更多高能级转动跃迁，所示踪的是与恒星形成成协的温度和密度都较高的气体，而不再是延展的分子云气体。谱线巡测也不再只局限于 Orion-KL 和 Sgr B2，而是拓展到了各种不同质量的天体。表 4.2 列出了一些主要的谱线巡测。另外，谱线巡测也不再只局限于某个区域的个别位置，对整个区域高空间分辨率的谱线巡测成像也已成为可能。如 Blake 等（1996）利用 OVRO 干涉阵对 Orion-KL 的 1.3mm 波段分子谱线成像巡测发现不同类型分子谱线分布的明显差异。Beuther 等（2005b）利用 SMA 对 Orion-KL 区的 337.2~339.2GHz 和 347.2~349.2GHz 的所有谱线进行了分辨率为 1″的成像观测（图 4.5）。发现 13 个分子品种，6 个同位素取代分子，5 个振动激发态的共 145 条分子谱线。观测发现不同分子谱线的分布各不相同，整个区域存在明显的化学梯度。热核区大多数含 N^- 的分子谱线较强，而“致密脊”中则以含 O^- 的分子的谱线较强。谱线的成像可以作为分子谱线证认的另一个工具。高空间分辨率可以从热核区中分辨出源“I”和“n”。SiO 是源“I”中唯一较强的谱线，它描绘出一个准值的低速外流图像。而在源“n”中 SiO 较弱，且没有外流活动的迹象。CH_3OH 分子的跃迁



(a)



28SiO
30SiO
HC
SMA1
IRc6
Compact ridge
C34S
H2CS
SO2
SO2 v2=1
34SO2
34SO
Δ R.A. ["]
Δ Dec. ["]

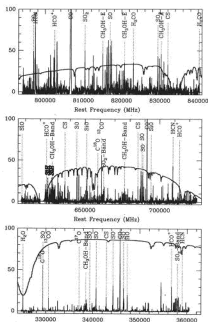
(b)

(c)

图 4.5 利用亚毫米波阵（SMA）观测的 Orion-KL 区域 865 μm 波段的连续谱及分子谱线发射图像（Beuther *et al.*，2004b；2005b）。(a) 865 μ m 连续谱发射图，图中标出了"热核"、源"I"、"n"和"SMA1"的位置。(b)、(c) 部分分子谱线巡测成像结果。所选分子及跃迁标于每幅子图的左下角。五角星标出的是几个特征源的位置（取自 Beuther *et al.*，2005b）

最丰富，在这两个频率间隔共探测到 46 条线。从这一“谱线森林”估计的该区域的温度在 50～350K 之间。以热核中的温度最高。另外在亚毫米波连续谱源“SMA1”中观测到的振动激发态谱线发射支持它可能是一个原恒星的解释。这一观测结果充分显示了高空间分辨率谱线巡测成像的巨大潜力。同时谱线巡测研究也开始向越来越高的频率发展。图 4.6（a）展示的就是最近在 Orion-KL 中的三个亚毫米波谱线巡测的结果。

这些谱线巡测中高质量的数据除了证明提高观测技术的重要性以外，还蕴涵着大量的物理、化学信息及科学意义：首先，某些天体中（如热核）在 350~650GHz 频段的分子谱线发射对宽带连续谱的贡献甚至超过 50%（Groesbeck 1995），因此，我们在这些天体的连续谱观测中必须考虑来自谱线发射的“污染”；而另一些天体，包括谱线最丰富的低质量年轻天体 IRAS 16293-2422，谱线发射的贡献却低于 10%。其次，在 10″~20″的分辨率下，尽管仍然无法分辨源的物理结构，但往往可以从谱线轮廓及分子激发等出发区分出不同的物理组成成分。第三，Orion-KL 中发现的不同成分化学特性的巨大差异并不是独一无二的：许多其他的区域中也发现化学特性随所处源中不同的位置而不同。比如从 Sgr B2 中两个稠密核的位置 N 和 M 以及一个环境云位置 NW 的谱线巡测可以看出三者的明显不同[图 4.6（b），Nummelin *et al.*，1998；2000]，其中在 N 核中观测到 40 种分子的 1730 条谱线，在 M 核中观测到 37 种分子的 660 条谱线，而在没有什么恒星形成迹象的 NW 环境云中只观测到 26 种分子的 110 条谱线。N 核的特征更像 Orion 中的“热核”，而 M 核则似乎介于“热核”与“致密脊”之间。W3 区域的 IRS4、IKS5 和 H_2O 脉泽（Helmich & van Dishoeck，1997）等位置也表现出非常不同的化学组成。第四，大多数诊断信息来自比较弱的谱线：这意味着只有那些有足够的灵敏度的、可以探测到典型丰度为 10^{-10} 的分子品种的谱线巡测才是真正有价值的。最后，谱线巡测还大大促进了实验室波谱学和谱线表的发展（如 Lovas *et al.*1992，Pickett *et al.*1998，Oesterling *et al.*1999）以及一些配套分析软件的开发（如 Schilke *et al.*2001）。这些谱线巡测的资料结合不断发展的辐射转移模型计算的分析使我们对恒星形成区的物理和化学演化有了越来越全面的了解。表 4.1 列出了大质量恒星形成区的化学特征及典型诊断工具。



(a)

静止频率 (GHz)

(b)

图 4.6　Orion-KL 与 Sgr B2 中的谱线巡测。(a) 从上至下分别为 CSO-10 米对 Orion-KL 的 794～840GHz (Comito *et al.*2005)、600~720GHz (Schilke *et al.*2001) 和 325~360GHz (Schilke *et al.*1997) 谱线巡测。(b) 利用 SEST-15 米对 SgrB2-N、M 和 NW 等三个位置的 218～267 GHz 谱线巡测结果 (Nummelin *et al.*, 1998; 2000。图取自 van Dishoeck, 2001)

表 4.1 大质量恒星形成区的化学特征 （取自 van Dishoeck 2001）

成 分	化学特征	（亚）毫米波诊断探针	例 子
稠密云	低温	离子，长碳链分子（HC_5N, …）	Sgr B2(NW)
冷的包层	低温、严重亏损	简单分子（CS，H_2CO）	N7538 IRS9，W 33A
内部温热包层	蒸发高温	高激发温度分子（CH_3OH）	GL 2591，GL 2136
热核	"热核"化学	复杂的有机分子（CH_3OCH_3，CH_3CN，振动激发分子谱线）	Orion 热核，G34.3，Sgr B2(N)，W3(OH)
外向流：直接作用	激波，喷射	含 Si 和 S 的分子（SiO，SO_2）	W3 IRS5，Sgr B2(M)
PDR，致密 HⅡ区	光致离解、光致电离	离子，基（CN/HCN，CO^+）	S140，W3 IRS4

表 4.2 Orion-KL 等部分恒星形成区毫米波、亚毫米波谱线巡测

天体	频率范围（GHz）	望远镜	参考文献
Orion-KL	34~50 GHz	NRO-45 米	Ohishi *et al.* 1984*
	72~91 GHz	Onsala-20 米	Johansson *et al.* 1984
	70~115 GHz	NRAO-11 米	Turner 1989
	86~91 GHz	NRO-45 米	Ohishi *et al.* 1984
	72~115(不连续)	BIMA (1″~6″)	Wright *et al.* 1996
	85~115（不连续）	FCRAO-13.7 米	Ungerechts *et al.* 1997
	125~138 GHz	TRAO-13.7 米	Kim *et al.* 1999
	138~151 GHz	TRAO-13.7 米	Lee *et al.* 2001a
	150~160 GHz	FCkAO-13.7 米	Ziurys & McGonagle 1993
	160~165 GHz	TRAO-13.7 米	Lee *et al.* 2002
	190~900 GHz	CSO-10.4 米-FTS	Serabyn & Weisstein 1995
	215~247 GHz	OVRO-10.4 米	Sutton *et al.* 1985
	216~245 GHz	OVRO(1″~2″)	Blake *et al.* 1996
	247~263 GHz	OVRO-10.4 米	Blake *et al.* 1986
	257~273 GHz	JCMT-15 米	Greaves & White 1991
	260~285 GHz	Texas-4.9 米	Erickson 1990
	276~300 GHz	NRAO-12 米	Pascarelle *et al.* 1992
	325~360 GHz	CSO-10.5 米	Schilke *et al.*1997

续表

天体	频率范围（GHz）	望远镜	参考文献
	330~360 GHz	NRAO-12 米	Jewell *et al.* 1989**
	334~343 GHz	JCMT-15 米	Sutton *et al.* 1995
	342~359 GHz	JCMT-15 米	White *et al.*1986
	455~507 GHz	JCMT-15 米	White *et al.* 2003
	607~725 GHz	CSO-10.4 米	Schilke *et al.* 2001
	685~692 GHz	JCMT-15 米	Harris *et al.* 1996
	795~903 GHz	CSO-10.4 米	Comito *et al.* 2005
	337.2~339.2 GHz 347.2~349.2 GHz	SMA(约 1″)	Beuther *et al.*2005b
Sgr B2(OH)	70~115 GHz	NRAO-11 米	Turner 1989
	70~150 GHz	Bell Lab.-7 米	Cummins *et al.* 1986
Sgr B2(M)	330~355 GHz	CSO-10.4 米	Sutton *et al.* 1991
Sgr B2(N,M,NW)	30~116 GHz	NRO-45 米	Ohishi & Kaifu 1999
	218~263 GHz	SEST-15 米	Nummelin *et al.* 1998, 2000
G34.3+0.15	84.7~115.7 GHz	TRAO-13.7 米	Kim *et al.* 2000
	123.5~155.3 GHz	TRAO-13.7 米	Kim *et al.* 2000
	330~365 GHz	JCMT-15 米	Macdonald *et al.* 1996
G5.89-0.39	330~360 GHz	JCMT-15 米	Thompson & Macdonald 1997
TMC-1	8.8~50 GHz	NRO-45 米	Ohishi & Kaifu 1998
W3 IRS 4, 5, (OH/H_2O)	334~365 GHz	JCMT-15 米	Helmich & van Dishoeck 1997

* 以及 83.5~84.5GHz 和 86~91.5 GHz；

**以及 200.7～202.3GHz 和 203.7～205.3GHz。

4.3 CO 分子转动谱线：银河系巡天与分子外向流

4.3.1 银河系中的 CO 转动谱线巡天

H_2 是宇宙中丰度最高的分子，并且无论是从空间、时间还是能量上都是分布最广的。在银河系中分子云的质量组成大约是 63%的 H_2、36%的 He 和 1%的尘埃及其他的分子和原子（Rohlfs & Wilson, 2000）。H_2 的密度范围跨度很大，通过谱线测量得到的分子云中的范围是约 10^2~$\geqslant 10^7$ cm^{-3}。H_2 在星际介质众多分子中最稳定，在射电和光学窗口没有可观测的跃迁，在红外波段的振动和转动谱线的电偶极矩跃迁是禁戒的。因此对冷的 H_2 的测量主要是通过 CO 等分子的毫米波和亚毫米波发射、尘埃消光的红外测量以及热尘埃发射等方法间接获得的。

在各种星际分子中，CO 对天文观测有非常重要的意义。CO 分子是最简单的双原子分子之一，它的 $J = 1\rightarrow 0$ 和 $J = 2\rightarrow 1$ 转动跃迁是毫米波段的谱线，对于致密的分子云核来说是光学厚的，可以用来探测分子云外部的情况。因此 CO 在银河系内的成图分布为确定稠密的冷云的分布提供了一种方法，而这些冷云又示踪了活跃的恒星形成区。CO 是丰度仅次于 H_2 的分子，二者的丰度比大约是～10^{-4}，并且 CO 是通过和与之共存的 H_2 相碰撞而激发的，因此可以通过对 CO 的测量来了解 H_2 的存在与分布。Burton 等给出了 CO 的平均分布半径 $R_{平均}$=5.8kpc；60%的发射产生在距银河系中心 4～8kpc 之间，而 CO 在此的丰度已经下降到最大值的一半了。丰度分布并不是一条直线，在 R>7kpc 处的突然减少量比 R<5kpc 处的减少量要小。然而在 R>10kpc 处也观测到了很少量的孤立的 CO 发射峰，一般与所知道的 HⅡ区相连。Bania 1976 讨论了在更高的分辨率的观测下 3kpc 旋臂处的 CO 观测范围比 HⅠ的观测范围要广。Scoville & Solomon 1975 和 Gorden & Burton(1976)粗略的估计了 CO 层的厚度，全宽 130pc，半高 120pc。Dame 等(2001)作了一个大规模的银河系 CO 的巡天，得到 488000 条谱线，并且结合前 20 年的 31 个探测结果对银河系的 CO 的分布作了一个较全面的成图。还得到银面以外$|b|>5°$的 CO($J = 1\rightarrow 0$)谱线强度（K km s^{-1}）到 H_2 的柱密度（cm^{-2}）转换因子平均值是 $(1.8\pm0.3)\times10^{20}$ $cm^{-2}K^{-1}$ km^{-1} s，这是目前为止在太阳系附近所得到的质量转换因子的最可靠的值。图 4.7 是目前最完整的银河系的 CO($J = 1\rightarrow 0$)巡天的叠加图。

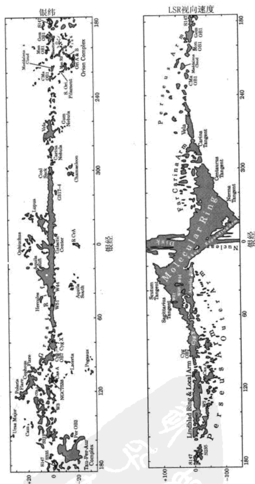


图 4.7 CO($J=1\to0$) 谱线积分强度（左）和速度（右）在银道面上的分布(Dame *et al.*2001)

对CO谱线的巡视，还有许多根据不同要求所做的工作。美国五大学14米射电望远镜（FCRAO）对分子云核做了大量的^{13}CO成图，读者可以阅读网站 http://www.astro.umass.edu/~fcrao/。紫金山天文台青海站14米射电望远镜，为了研究恒星形成区的物理化学性质，也作了大量的$CO(J=1\to 0)$、$^{13}CO(J=1\to 0)$、$C^{18}O(J=1\to 0)$的观测（Yang *et al.* 2002）。

4.3.2 已探测到的CO转动谱线

到2004年为止，已经探测到的CO转动谱线36条，其中^{12}CO谱线16条，其他同位素的谱线20条（lovas 2004），见表4.3。通过这些谱线的观测研究，天文学家对分子云与恒星形成区、恒星晚期、银河系大尺度结构、河外星系等领域有了更进一步的认识。

表4.3 已探测到的CO及其同位素的转动谱线

频率(MHz)	分子	量子数	望远镜	观测源名	温度(K)	参考文献
115271.202(1)	CO	1→0	NRAO 11m	OriMC-1	60.0	Ulich 1976
230538.000(1)	CO	2→1	NRAO 11m	OriMC-1	70.0	Phillips 1977
345795.990(1)	CO	3→2	NRAO 12m	OriMC-1	70.0	Jewell 1989
461040.768(1)	CO	4→3	KAO 1m	OriMC-1	60.0	Phillips 1980
691473.076(1)	CO	6→5	IRTF 3m	OriMC-1	100.0	Goldsmith 1981
806651.801(1)	CO	7→6	IRTF 3m	OriMC-1	110.0	Schultz 1985
1036912.385(1)	CO	9→8	KAO 1m	W3(IRS5)	17.5	Boreiko 1991
1267014.482(1)	CO	11→10	KAO 1m	OriMC-1	65.0	Roser 1989
1381995.102(2)	CO	12→11	KAO 1m	OriMC-1	65.0	Roser 1989
1611793.508(3)	CO	14→13	KAO 1m	M17	—	Harris 1987
1841345.512(3)	CO	16→15	KAO 1m	Sgr A West	2.6	Genzel 1985
1956018.137(4)	CO	17→16	KAO 1m	OriMC-1	0.7	Stacey 1982
2413917.113(5)	CO	21→20	KAO 1m	OriMC-1	0.85	Watson 1980
2528172.068(5)	CO	22→21	KAO 1m	OriMC-1	1.4	Watson 1980
3097909.377(6)	CO	27→26	KAO 1m	OriMC-1	0.43	Storey 1981
3438364.643(7)	CO	30→29	KAO 1m	OriMC-1	0.16	Storey 1981
110201.353(1)	^{13}CO	1→0	NRAO 11m	OriMC-1	9.3	Ulich 1976
220398.681(3)	^{13}CO	2→1	NRAO 11m	OriMC-1	17.0	Phillips 1977
330587.960(4)	^{13}CO	3→2	NRAO 12m	OriMC-1	16.03	Jewell 1989

续表

频率(MHz)	分子	量子数	望远镜	观测源名	温度(K)	参考文献
661067.267(8)	^{13}CO	6→5	JCMT 15m	OMC-IRc2	64.0	Graf 1990
991329.295(12)	^{13}CO	9→8	KAO 1m	W3(IRS5)	3.0	Boreiko 1991
1979726.375(47)	^{13}CO	18→17	KAO 1m	OriMC-1	2.3	Genzel 1990
109782.173(2)	$C^{18}O$	1→0	NRAO 11m	OriMC-1	2.1	Ulich 1976
219560.353(4)	$C^{18}O$	2→1	NRAO 11m	DR21	3.5	Phillips 1977
329330.546(5)	$C^{18}O$	3→2	JCMT 15m	Ori-bar a=+20"	15.3	Hogerheijde 1995
658553.275(12)	$C^{18}O$	6→5	CSO 10.4m	OriMC-1	25.0	Schilke 2001
105871.110(4)	^{14}CO	1→0	BTL 7m	IRC+10216	0.002	Wright 1994
112358.988(8)	$C^{17}O$	1→0 F=7/2→5/2	BTL 7m	B335	0.43	Frerking 1981
112360.005(8)	$C^{17}O$	1→0 F=5/2→5/2	BTL 7m	B335	0.38	Frerking 1981
112358.780(15)	$C^{17}O$	1→0 F=3/2→5/2	BTL 7m	B335	0.20	Frerking 1981
224714.389(3)	$C^{17}O$	2→1	OVRO 10.4m	OriMC-1	1.5	Sutton 1985
337061.123(4)	$C^{17}O$	3→2	NRAO 12m	OriMC-1	1.47	Jewell 1989
674009.290(12)	$C^{17}O$	6→5	CSO 10.4m	OriMC-1	6.6	Schilke 2001
104711.398(2)	$^{13}C^{18}O$	1→0	NRAO 11m	OriMC-2	—	Wannier 1976
107288.948(4)	$^{13}C^{17}O$	1→0	SEST 15m	rho Oph C	0.029	Bensch 2001
214574.084(8)	$^{13}C^{17}O$	2→1	SEST 15m	rho Oph C	0.055	Bensch 2001

4.3.3 从 CO 的转动谱线计算分子云物理量

CO 是一种在星际介质中广泛分布的简单分子，由于具有永久电偶极矩 μ=0.112Debye，所以与 H_2 相比，很容易被探测到微波谱发射。CO 是双原子分子，其转动能级分布比较简单，低能级跃迁所对应的谱线发射落在毫米波波段。这一部分作为本章第二节的一个具体例子，给出 CO 的转动谱线强度与分子柱密度的关系（Rohlfs & Wilson, 2000）。

CO 分子在 $J=1\to0$ 和 $J=2\to1$ 跃迁时通常近似处于 LTE 状态下，因此可以用来估计 T_{ex}。但由于大多数情况下 CO 是光学厚的，需要通过较弱的 CO 稀有同位素分子谱线估计柱密度等。首先做以下一些假设：

• 在视线方向所有同位素分子的 $J=1\to0$ 发射具有相同的激发温度。

• 不同的同位素具有相同的激发温度。通常激发温度取其动力学温度 T_K。

• CO $J=1\to0$ 谱线的光学厚度大于 1。

• 对另一种丰度较低的同位素，比如 ^{13}CO $J=1\to0$ 谱线的光学厚度小于 1。

• ^{13}CO 和 CO 的发射来自同一区域。

在这些假设下我们有 $T_{ex}=T_K=T$，其中动力学温度 T_K 是分子云 Maxwell-Boltzmann 关系中的唯一参数，在本节剩下的部分中我们就统一用 T 表示。当然在实际情况下并不是这样。通常，分子能级布居数至少还与另一个温度 T_{ex} 有关。

一般情况下 CO 是光学厚的，$J=1\to0$ 的能级跃迁对应 115.271GHz 的谱线发射，如果没有背景连续源，可以从前面的式（4.13）得到激发温度：

$$T=5.5/\ln\left(1+\frac{5.5}{T_B(^{12}\mathrm{CO})+0.82}\right) \tag{4.57}$$

^{13}CO 在 110.201GHz 上谱线发射光学厚度可从式（4.16）得到：

$$\tau_0(^{13}\mathrm{CO})=-\ln\left[1-\frac{T_B(^{13}\mathrm{CO})}{5.3}\left\{\left[\exp\left(\frac{5.3}{T}-1\right)\right]^{-1}-0.16\right\}^{-1}\right] \tag{4.58}$$

我们感兴趣的一般是柱密度。为了得到 CO 的柱密度，我们必须对分子的各个能级进行求和。在 LTE 近似下，这种求和比较简单，其他情况下则要复杂得多。

对 CO 而言，没有自旋简并所带来的统计权重，能级 J 的简并度就是 $2J+1$。能级 J 上的粒子数与总粒子数之比为：

$$n(J)/n(\mathrm{total})=(2J+1)\exp\left[-\frac{hB_eJ(J+1)}{kT}\right]\bigg/ Q \tag{4.59}$$

其中 Q 是配分函数。忽略振动能级，可以得到配分函数的表达式为：

$$Q=\sum_{J=0}^{\infty}(2J+1)\exp\left[-\frac{hB_eJ(J+1)}{kT}\right] \tag{4.60}$$

总粒子数 $n(\text{total})$又可以表示为：

$$n(\text{total}) = n(J)\frac{Q}{(2J+1)}\exp\left[\frac{hB_e J(J+1)}{kT}\right] \tag{4.61}$$

注意该式是在LTE假设下得到的。当温度 T 远大于能级间隔，即 $hB_e << kT$ 时，配分函数可化为求积分得到：

$$Q \approx \frac{kT}{hB_e} \tag{4.62}$$

这里 B_e 是转动常数。对于 $J = 1 \to 0$ 的谱线发射可以得到：

$$N(\text{total})_{^{13}\text{CO}} = 2.6\times10^{14}\frac{T\int\tau^{13}(v)\mathrm{d}v}{1-\exp\{-5.3/T\}} \tag{4.63}$$

当分子云非常致密时 ^{13}CO 也可能是光学厚的，这时我们就需要利用 $C^{18}O$，对于 $J = 1 \to 0$ 的谱线发射，$C^{18}O$ 的柱密度表达式与(4.63)是相同的。对于 $J = 2 \to 1$，我们同样可以得到：

$$N(\text{total})_{^{13}\text{CO}} = 1.51\times10^{14}\frac{T\exp\{5.3/T\}\int\tau^{13}(v)\mathrm{d}v}{1-\exp\{-10.6/T\}} \tag{4.64}$$

在式(4.63)和式(4.64)中，对波束平均的柱密度单位都是 cm^{-2}，温度单位是K，速度单位是 km s^{-1}。如果温度 T 远远大于5.3K或者10.6K，可以将指数项展开，从而使表达式得到进一步简化。

在光学薄的情况下，含有 $\tau(v)$的积分项可以转化为谱线强度 $T_{MB}(v)$的积分 $\int T_{MB}(v)\mathrm{d}v$。由于配分函数的影响依赖于 T_{ex}，关系式 $T\tau(v)= T_{MB}(v)$只是近似成立。然而光学厚度的影响可以通过下面的近似降到最低：

$$T\int_{-\infty}^{\infty}\tau(v)\mathrm{d}v \cong \frac{\tau_0}{1-e^{-\tau_0}}\int_{-\infty}^{\infty}T_{MB}(v)\mathrm{d}v \tag{4.65}$$

这个公式在 τ_0＜1时精确度达到15%；当 τ_0＞1时，利用该式计算总是会高估 N 的值。

CO是易于探测的分布最为广泛的分子。但是即使CO很接近LTE状态，化学性质被很好地掌握，在测量其柱密度上依然会受到很多限制。即使本节提到的所有概念都是正确的，在计算CO柱密度时依然会有不确定性。导致这种不确定性的很多因素主要来自非 - LTE的影响。也许最重要

的一个影响就是激发温度。同时考虑多个跃迁或者用大速度梯度模型可以得到更好的近似。对大多数分子云，LTE 模型将会高估 ^{13}CO 柱密度 1～4 倍，这依赖于所选模型的性质和分子云的位置。

此外，我们已经知道 CO 会在谱线辐射作用下离解。由于 CO 的光学厚度很大，会使其产生自屏蔽。如果没有合适的空间结构，选择性离解将会导致 ^{12}CO 的范围比 ^{13}CO 大，而 ^{13}CO 的范围又比 C^{18}O 大。由于分子云几何结构上的复杂性，就又会导致一些不确定因素。最后，CO 作为分布最广的分子之一，如果星际化学会导致 CO 丰度的巨大变化的话，我们可以想象还会有其他一些重要因素也在产生影响。但是，尽管有上面提到的诸多不确定性，我们还是通过 CO 来得到 H_2 的柱密度和分子云的质量，这可能也是目前最好的办法了。

另外，还有一种通过 ^{13}CO 和 C^{18}O 谱线计算分子云核质量简单方法，该方法首先是由 Myers 等（1983）用来处理暗云。

由于 ^{12}CO 谱线的自吸收比较严重，另外对大多数暗云来说 ^{13}CO 谱线呈现出光学厚特征，而 C^{18}O 则认为是光学薄的。该方法在 LTE 近似下另外有四条假设:① ^{13}CO 和 C^{18}O 有相同的波束填充因子；②^{13}CO 和 C^{18}O 有相同的激发温度；③在所观测位置处 ^{13}CO 和 C^{18}O 密度比是 5.5，这个值最初取自地球附近，在对暗云分子云核谱线进行的 LVG 分析中得到的比率和这个值很接近；④^{13}CO 和 C^{18}O 谱线的发射区域有相同的速度梯度。

云核特征尺度 l 由下式对波束宽度去卷积得到：

$$l = D\left(\frac{4}{\pi}A_{1/2} - \theta_{MB}^2\right)^{\frac{1}{2}} \tag{4.66}$$

其中，D 是云核距离。$A_{1/2}$ 是积分强度半极大边界内的角面积，θ_{MB} 为波束宽度。

由光学厚度的定义我们可以得到：

$$\tau_{13} = \tau_{18}\frac{n_{13}(J=1)}{n_{18}(J=1)}\frac{L_{13}}{L_{18}}\frac{\Delta V_{18}}{\Delta V_{13}}\frac{J(T_{18})}{J(T_{13})} \tag{4.67}$$

其中 L 是视线方向上云核的尺度，ΔV 是视线方向上的速度弥散，$J(T) = T_0[\exp(T_0/T) - 1]^{-1}$，对 ^{13}CO T_0 = 5.27 K，对 C^{18}O T_0 = 5.29 K。由假设(2)(3)(4)可以得到 $\tau_{13} = 5.5\tau_{18}$，再由辐射转移方程可以得到：

$$\frac{(T_{MB})_{13}}{(T_{MB})_{18}}=\frac{1-\exp(-5.5\tau_{18})}{1-\exp(-\tau_{18})} \tag{4.68}$$

通过解该方程可以得到 τ_{18}，继而可以得到激发温度：

$$T_{ex}=T_0\left\{\ln\left[1+\frac{T_0}{J(T_b)+(T_{MB})_{18}/(1-e^{-\tau_{18}})}\right]\right\}^{-1} \tag{4.69}$$

其中 $T_b=2.7\ \mathrm{K}$。

于是由光学厚度的定义可以得到 $C^{18}O$ 在 $J=1$ 能级上的柱密度：

$$N_{18}(J=1)=3.86\times10^{14}\tau_{18}J(T_{ex})\Delta v_{18}\ \mathrm{cm}^{-2} \tag{4.70}$$

其中，Δv 是谱线的半极大全宽，这里假设了谱线轮廓为高斯型。对于总的柱密度，还需要乘以一个由配分函数决定的因子：

$$f_1^{-1}=\frac{\sum_{J=0}^{J_{max}}(2J+1)\exp\left[-hBJ(J+1)/kT_{ex}\right]}{3\exp\left[-2hB/kT_{ex}\right]} \tag{4.71}$$

其中 B 是 $C^{18}O$ 转动常数 54.89 GHz。求和一直计算到 $J=7$ 为止，这时总的误差不会超过 0.1%。

得到了 $C^{18}O$ 的各参量后，由以上四条假设可以得到 ^{13}CO 相应参量的值，其中 ^{13}CO 的柱密度：

$$N_{13}=5.5\frac{\Delta v_{13}}{\Delta v_{18}}N_{18} \tag{4.72}$$

云核质量的计算采用将柱密度的峰值与积分强度半极大边界内面积相乘的方法。取 ^{13}CO 和 $C^{18}O$ 的丰度分别为$(1/7)\times10^{-5}$ [9]和$(1/7)\times10^{-6}$ [10]，云核质量可以由下式求得：

$$M_{LTE}=\mu m_H N(H_2)\times\pi\left(\frac{l}{2}\right)^2 \tag{4.73}$$

式中 $\mu=2.83$ 是平均分子量。l 是云核对波束宽度去卷积后得到的特征尺度。云核密度再由 $n=N(H_2)/l$ 得到。

4.3.4 高速分子外流

所谓高速分子外流，就是在恒星形成的过程中大量分子以高于声速的速度从分子云核以一定的方向向外抛射的过程。分子外流的速度约为

10～300 km/s，其能量高达 10^{43}～10^{48} erg。高速分子外流最早是由 Kwan 和 Scoville 于 1976 年利用 CO（$J = 1 \rightarrow 0$）对 Orion 分子云核观测时发现的，图 4.8 给出了他们观测得到的谱线。从谱线轮廓可以清楚地看出，CO（$J = 1 \rightarrow 0$）谱线有非常明显的线翼，其零强度上的速度范围超过 100 km/s（见图 4.8 虚线部分）。在恒星形成区的分子外流和盘的发现是分子天文学在分子云与恒星形成领域在最近 30 年来所取得的最显著的成绩之一。本节将对恒星形成区的外流现象给予初步介绍。

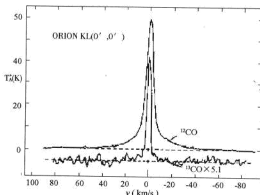


图4.8 Orion KL 云核（$\alpha_{1950} = 5^h32^m47^s$，$\delta_{1950} = -5°24'21''$）处的 CO（$J = 1 \rightarrow 0$）和 ^{13}CO（$J = 1 \rightarrow 0$）的谱线轮廓（取自 Kwan & Scoville，1976）

自从分子外流现象在 Orion KL 被发现以后，许多其他恒星形成区也被证明有类似的现象，新的分子外流源不断被发现，目前已有近千个分子外流源被发现。1980 年 Ronald 等（1980）以 L1551 为例给出了分子外流区的不同部位对应的 CO 谱线的轮廓图，图中的 Herbig-Haro 天体不一定在所有的外流源中存在（图 4.9）。

为了更加清楚地看出分子外流，往往是对分子云核进行成图。图 4.10 是 Belloche 等（2002）对 IRAM04191 的 N_2H^+ (1→0)的积分强度成图和 CO(2→1)的外流成图的叠加。谱线是用 IRAM 30 米射电望远镜观测的。N_2H^+ (1→0)的积分强度是 7 条超精细谱线的总和，积分的速度范围为

5.7～22.6kms^{-1}，其等强度线（实线）的强度为 0.5～4.5K km s^{-1}，间隔为 0.5 K km s^{-1}；CO(2→1)的外流的蓝移等强度线（点线）的积分的速度范围为 0～5km s^{-1}，其等强度线的强度为 5~21K km s^{-1}，间隔为 2 K km s^{-1}；CO (2→1)的外流的红移等强度线（虚线）积分的速度范围为 8～13km s^{-1}，

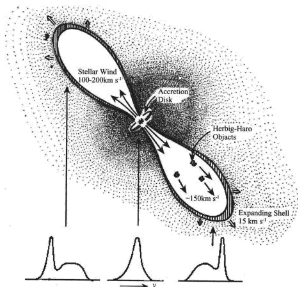


图 4.9 L1551 外流及其形成的激波模型（Ronald *et al.* 1980）

其等强度线的强度为 5~21K km s^{-1}，间隔为 2 K km s^{-1}。图 4.10 给出了中心部分的 227GHz 的连续谱辐射。从图中可以清楚看出 CO(2→1)的不同速度区间的积分强度明显在 N_2H^+ (1→0)的积分强度成图的两侧。但是并不是所有的分子外流源的观测的强度分布都是这么明显，尤其是当外流轴线与观测者视线方向一致时，红移和蓝移的积分强度图就可能重叠。

另一类外流的准直性非常好，人们把外向流张角很小、高速细长的分子外流称为分子喷流，其典型的例子是HH211。图4.11是取自Richer等（2000）给出的HH211高准直分子喷流图像。图中中间部分为高速CO喷

流叠加在低速分子外流上，左上角和右下角分别给出了高速和低速CO外流成分与H_2发射线的叠加。

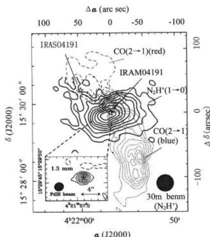


图4.10 IRAM04191的$N_2H^+(1\to0)$的积分强度成图和$CO(2\to1)$的外流成图的叠加（Belloche *et al.* 2002）

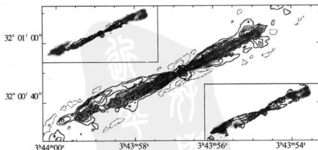


图 4.11 HH211 高准直分子喷流（取自 Richer *et al.* 2000）

通过对小质量恒星的形成过程的研究，人们认识到分子外流是恒星形成过程中的必然阶段。对大质量恒星的形成，目前人们认为有两种可能的形成途径，吸积或并合形成。那么，大质量恒星是通过吸积还是通过并合形成的，这就需要用观测事实来回答。如果大质量恒星的形成过程中也普遍存在外流现象，那么通过吸积形成的可能性就远大于通过并合形成。因而搜寻大质量恒星形成区的外流就显得尤其重要。Yang 等（2002）利用紫金山天文台青海站的 13.7 米毫米波射电望远镜进行了大规模的搜寻，得到了较高的外流候选体比例。Zhang 等(2005)在他们给出的 69 个样品中，得到了更高的外流探测率，看来大质量恒星形成过程中外流也是普遍存在的，这从一个方面支持了大质量恒星也是通过吸积形成的。图 4.12 给出了大质量恒星形成区 G192.16 的外流成图。

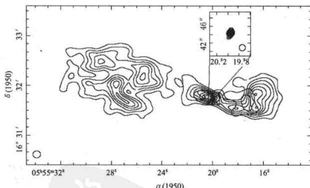


图 4.12 用 OVRO 干涉阵对 G192.16 的外流成图，粗线为 CO 的红移部分等强度线，细线为蓝移部分等强度线，灰度图为中心部分的连续辐射（取自 Richer *et al.* 2000）

4.4 分子云核的常见研究手段

4.4.1 NH_3 的反演线

4.4.1.1 星际分子云中的 NH_3

星际 NH_3 分子主要是通过下列化学反应过程形成的（Swada *et al.*

1989 及相关引文）：


$$N^+ + H_2 \rightarrow NH^+ + H \quad (4.74\text{-}1)$$

$$NH^+ + H_2 \rightarrow NH_2^+ + H \quad (4.74\text{-}2)$$

$$N + H_3^+ \rightarrow NH_2^+ + H \quad (4.74\text{-}3)$$

$$NH_2^+ + H_2 \rightarrow NH_3^+ + H \quad (4.74\text{-}4)$$

$$NH_3^+ + H_2 \rightarrow NH_3^+ + H \quad (4.74\text{-}5)$$

$$NH_4^+ + e \rightarrow NH_3 + H \quad (4.74\text{-}6)$$

其中反应（4.74-1）和（4.74-2）在温度低时非常慢。其离解过程主要有以下几个反应：


$$HCO^+ + NH_3 \rightarrow NH_4^+ + CO \quad (4.75\text{-}1)$$

$$H_3^+ + NH_3 \rightarrow NH_4^+ + H_2 \quad (4.75\text{-}2)$$

$$H_3^+ + NH_3 \rightarrow NH_3^+ + H_2 + H \quad (4.75\text{-}3)$$

NH_3是第一个在星际空间探测到的多原子分子，也是继羟基分子 OH 后第二个被发现的星际分子。自 1968 年 Cheung 等人在银河系中心首次观测到NH_3（1，1）反演谱线以来，天文学家已经在彗星、暗云、巨分子云、分子云热核以及河外星系等诸多不同物理性质的星际介质环境中观测到了 NH_3 分子。NH_3 的反演线也一直被广泛用作研究星际介质中较稠密气体（$n \geqslant 10^4 cm^{-3}$）物理性质的重要谱线诊断工具。这主要得益于 NH_3 分子的长椭圆对称陀螺（prolate symmetric top）结构。N 原子可以通过量子力学中的隧道效应穿越由 3 个 H 原子所形成的势垒，从 H 原子所组成的平面的一边穿透到另一边，使每一个转动能级分裂为两个宇称相反的反演双重态。形象一点描述这一过程，就好像雨伞在强风作用下突然翻转。

图 4.13 给出 NH_3的结构和处于振动基态(v=0)的一些能级的示意图。图中的 J 和 K 分别表示 NH_3分子的总角动量和它在分子对称轴上投影。根据其中氢自旋的不同，NH_3 分子又分为两类，正（Ortho）-NH_3（其中所有 H 核自旋平行，K=3n，n 为整数）和仲（Para）-NH_3（并非所有 H 核自旋平行，$K \neq 3n$）。正-NH_3和仲-NH_3之间的跃迁是禁止的。处于 K 阶梯最底部的能级也即 $J = K$ 的能级被称为亚稳态，因为它们只有通过ΔK =3 的跃迁衰变，不过这类跃迁的时标很长（$\geqslant 10^9$s）。而那些 $J > K$ 的能级则被称为非亚稳态，因为它们会通过ΔJ = 1 的远红外跃迁迅速衰变（10→100s）。对称陀螺分子仅在分子对称轴的方向有一个电偶极矩，选择规则为ΔK = 0，ΔJ = 0，±1。ΔJ = ±1 的跃迁均落在红外波段，而微波波段可以观测的跃迁是那些满足ΔK = 0，ΔJ = 0，也即发生在反演能级对之间的跃

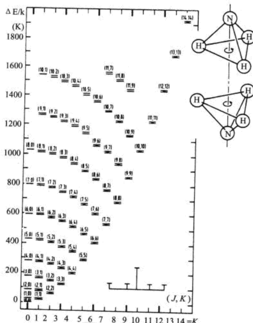


图 4.13 NH_3 振动基态的部分能级图,其中 K 以斜体表示者（$K=3n$，n 为整数）为正（Ortho）-NH_3，而其他为仲（Para）-NH_3（$K\neq3n$）。右上角插图为 NH_3 结构及形成反演示意图；右下角插图为反演线精细结构示意图 (取自 Rohlfs & Wilson 2000)

迁或所谓反演线。根据所处能级的不同，它们又分为亚稳态和非亚稳态反演线，且二者激发条件不同。这些反演线均落在 18～26GHz 的频率范围，可以在同一架射电望远镜、同一接收机实现相同分辨率多条跃迁的同时观测，如德国马克斯-普朗克射电天文所（MPIfR）的 Effelsberg 100 米望远镜目前就可以同时观测（J，K）=（1，1）、（2，2）、（3，3）和（4，4）等 4 条反演线。由于不同能级的反演跃迁示踪分子云核中不同层次的温度、密度等，这种同一分辨率下多条不同能级反演跃迁谱线的观测可以更加准确地确定分子云核的温度和密度，因此，NH_3 经常被用作测量分子云

核的“温度计”。实际上，分子内部粒子的相互作用的结果使反演线进一步分裂成 18 条（超）精细结构线（图 4.14）。其中包括 N 核的电四极矩与电子相互作用所产生的反演能级对的精细结构分裂以及 H 核总自旋与 NH_3 分子总角动量相互作用所导致的精细结构能级的磁超精细结构分裂。

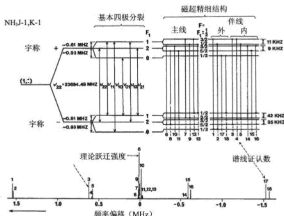


图 4.14　$NH_3(1,1)$亚稳态反演跃迁的（超）精细结构分裂及其 LTE 相对强度示意图（取自 Rydbeck *et al.* 1977）

N 核的电四极矩与电子相互作用会使每个反演态的能级都分裂成三个能级，分别对应于 F_1=0，1，2。其中 $F_1=J+I_N$ 表示包括 N 核自旋在内的分子的总角动量，选择规则为$\Delta F_1=0$（$F_1\neq 0$），±1。满足这样的选择规则的跃迁有 6 种，由于$\Delta F_1=0$ 的两个跃迁频率相同，从而 NH_3 反演线电四极矩精细结构线有 5 条。其中主线（$\Delta F_1=0$（$F_1\neq 0$））占总强度的 50%，两对伴线（$\Delta F_1=\pm 1$）的强度相当，频率间隔大约 1 MHz。而 N 核自旋 I_N 和三个 H 核的总自旋 I 与分子轨道角动量相互作用，以及 H—N 和 H—H 自旋的相互作用，使上述精细结构能级进一步分裂形成磁超精细结构。这种相互作用引入一个新量子数 $F=J+I_N+I_H$，其中 I_H 为氢核的自旋。选择规则为$\Delta J=0$，$\Delta K=0$，$\Delta F=0$（$F\neq 0$），±1，共有 18 条允许的跃迁。在银河系典型的分子云中，通常可以在观测到的 NH_3（1，1）反演谱线中分辨出所有 5 条电四极矩精细结构分裂谱，而在温度较低从而谱线线宽较窄

的暗云中则可分辨出部分磁超精细结构分裂谱（图 4.15），但由于某些磁超精细结构线分裂的间隔小于谱线的自然线宽，因此很难分辨出所有 18 条超精细结构。

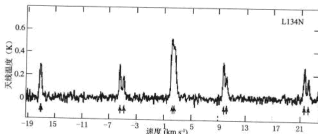


图 4.15 暗云 L134 中的 $NH_3(1,1)$超精细结构谱线。观测使用 Onsala 20m 望远镜，谱线分辨率为 0.1km/s（取自 Rydbeck *et al.* 1977）

关于 NH_3 分子的基本物理特征、天文观测性质及应用，Ho 和 Townes（1983）曾给出了详细的评述。目前已发表的文献中探测到的最高能级的 NH_3 亚稳态反演线跃迁为(J, K)=(14,14)（Wilson *et al.* 1993; Huettemeister *et al.* 1995）。下面我们简单总结一下如何从 NH_3 观测得到分子云的物理参数并总结近些年利用 NH_3 观测所进行的研究成果。

4.4.1.2 从 NH_3 观测计算分子云物理量

(1)“标准”方法。

下面我们介绍在局部热动平衡（LTE）假设下，从 $NH_3(1,1)$、(2，2) 线计算分子云物理参量的所谓标准方法（例如，Harju *et al.* 1993）。

1）光深：

对于一般的星际分子云，通常可以观测到 NH_3 亚稳态反演线中最低的几个跃迁的精细结构线。因为这些精细结构线之间的相对强度比是已知的（Townes & Schawlow 1955），我们就可以通过比较观测到的谱线发射的精细结构成分之间的相对强度获得该谱线发射光深。因此可以通过 NH_3 反演跃迁的超精细结构线的相对强度区分密度较低（从而谱线表现为光学薄）和密度较高（从而谱线表现为光学厚）的气体成分。例如，图 4.15 中的谱线就是典型的中等光深（主线组的光深为 2.4）的 NH_3(1，1)反演线谱线轮廓，而图 4.16 中的谱线则是典型的光深非常大的 NH_3(1，1)和

(2，2)反演线谱线轮廓，其中主线与伴线的强度比接近 1。假定主线与伴线有相同的激发温度和波束填充因子，那么从简单的辐射转移方程我们很容易得到

$$\frac{T_B(J,K,m)}{T_B(J,K,s)}=\frac{1-e^{-\tau_v(J,K,m)}}{1-e^{-a\tau_v(J,K,m)}} \tag{4.76}$$

其中 T_B 表示观测到的亮温度，m 和 s 分别表示主线和精细结构伴线，$\tau_v(J, K, m)$为主线组的光深，a 是伴线相对于主线的相对强度比[对（1，1）线的两对电四极矩精细结构伴线 a 分别为 0.22 和 0.28]。利用 GILDAS 软件包[①] 中的 CLASS 程序可以对 NH_3（1，1）、（2，2）和（3，3）等的超精细结构分裂谱进行拟合并得到主线组的光深。

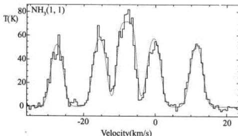


图 4.16　用澳大利亚干涉阵 ACTA 观测的大质量恒星形成区 NGC6334 中远红外源 I 处的 NH_3（1，1）谱线（直方图）及相应的超精细结构线拟合(点线)（取自 Beuther *et al.* 2005a）

2）激发温度、转动温度以及动能温度：

从观测到的谱线发射，我们可以得到几个温度参量。首先是激发温度 T_{ex}（1，1），它描述的是（1，1）能级的相对布居，也就是（1，1）能级中正宇称能级到负宇称的布居，可以表示为：

$$\frac{N_+}{N_-}=\frac{g_+}{g_-}\exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) \tag{4.77}$$

其中 N_+、N_- 和 g_+、g_- 分别表示两个双重态能级的柱密度与统计权重因子，并且在这里 $g_+ = g_-$。这里，我们假设同一跃迁的所有精细结构线

① 详见 http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/

有相同的激发温度。很显然（1，1）和（2，2）能级将会有不同的激发温度，不过在局部热动平衡假设中，我们认为它们是相同的。在从观测的谱线获得（1，1）主线的光深τ（1，1，m）后，（1，1）线的激发温度可以从下式得到，

$$T_B(1,1,m)=\eta\frac{h\nu}{k}[J(T_{ex})-J(T_{bg})](1-e^{-\tau(1,1,m)}) \tag{4.78}$$

其中 T_B(1，1，m)为观测得到的（1，1）反演线的主线亮温度，η为波束填充因子，T_{bg}为宇宙背景温度。函数J（T）定义为

$$J(T)=\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1} \tag{4.79}$$

第二个温度参量是转动温度 T_{12}，它描述的则是（1，1）和（2，2）能级间的相对布居，其定义由下式给出：

$$\frac{N_{22}}{N_{11}}=\frac{g_{22}}{g_{11}}\exp\left(-\frac{\Delta E_{12}}{kT_{12}}\right)=\frac{5}{3}\exp\left(-\frac{41.5}{T_{12}}\right) \tag{4.80}$$

其中 N_{JK}和 g_{JK} （$J=k=1,2$）分别表示（1，1）和（2，2）能级的柱密度与统计权重，ΔE_{12}=41.5 K 为（2，2）与（1，1）的能级差。

如果（1，1）主线的光深τ（1，1，m）已知，我们就可以从观测到的（1，1）和（2，2）主线的相对强度比得到转动温度 T_{12}，

$$T_{12}=\frac{-41.5}{\ln[\frac{-0.282}{\tau(1,1,m)}\ln\{1-\frac{T_B(2,2,m)}{T_B(1,1,m)}\}(1-e^{-\tau(1,1,m)})]} \tag{4.81}$$

其中 T_B（1,1,m）和 T_B（2,2,m）分别为（1，1）和（2，2）主线的峰值亮温度。在光学薄的情况下，谱线积分强度之比与能级相对布居直接成比例，从而转动温度与光深无关。此时我们可以用下式计算转动温度，

$$T_{12}=\frac{-41.5}{\ln\left[\frac{1}{3.548}\frac{A(2,2,m)}{A(1,1,s)}\right]} \tag{4.82}$$

其中A（1，1，s）和A（2，2，m）分别表示（1，1）伴线和（2，2）主线的速度积分强度。

最后我们还可以通过转动温度 T_{12}估计动能温度 T_k，这是我们真正感兴趣的物理量，它与所观测星际介质中的速度场密切相关（曾琴 1984，

Zeng *et al.* 1984a, Zeng *et al.* 1984b）。对 NH_3 而言，不同的亚稳态之间的跃迁是禁止的，所允许的跃迁都是碰撞激发的，因此这些亚稳态能级的布居直接与 T_k 相关，我们也就可以从转动温度得到动能温度。事实上 T_{12} 通常只能作为 T_k 的下限，而 T_k 需要通过下式获得（Walmsley *et al.* 1983，Danby *et al.* 1988），

$$T_{12} = \frac{T_k}{1 + \frac{T_k}{41.5}\ln(1 + 0.8e^{-21.5/T_k})} \tag{4.83}$$

上式中采用了 Danby 等（1988）的碰撞速率系数。图 4.17 是 Danby 等（1988）通过求解球形大速度梯度模型下的统计平衡方程得到的 NH_3 的转动温度与动能温度间的关系。从图中可以看出，当 $T_k \leqslant 20$K 时，可以很好地用 T_{12} 作为 T_k 的近似；当 $T_k > 20$K 时，T_{12} 便明显小于 T_k，而当 $T_k > 50$K 时，T_{12} 对 T_k 的变化不再敏感。此时我们只能估计 T_k 的下限。例如，图 4.16 中的 $NH_3(1,1)$ 谱线的峰值亮温度大于 70K，我们便可以用它来作为 T_k 的下限。要精确地估计温度较高（$T_k > 50$K）的分子气体的动能温度，我们需要观测更高能级的 NH_3 反演线跃迁谱线。

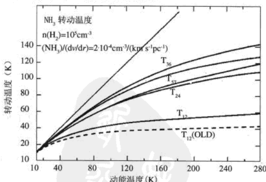


图 4.17 计算得到的 NH_3 转动温度和动能温度之间的关系。其中 T_{ij} 表示 $NH_3(i, i)$ 和 (j, j) 之间的转动温度，T_{12}(OLD) 表示用 Green（1983）的碰撞速率系数的计算结果，直线表示 $T_{12}=T_k$。计算所采用的氢分子密度为 $n(H_2)=10^5 cm^{-3}$，正-NH_3 的相对丰度与速度梯度之比为 $[NH_3]/(dv/dr)=2\times10^{-4} cm^{-3}/(km\ s^{-1} pc^{-1})$，不过计算结果随这两个参量的变化并不敏感（取自 Danby *et al.* 1988）

3）柱密度、密度以及相对丰度：

假设高斯谱线轮廓，通过（1，1）主线光深的速度积分可以得到（1，1）线的上能级的柱密度，

$$N_u(1,1) = 1.6\times10^{13} J(T_{ex}) \Delta v \tau(1,1,m) \cdot \mathrm{cm}^{-2} \tag{4.84}$$

实测中经常会遇到谱线强度较弱使得信噪比较低，无法精确估计光深，此时我们可以用（1，1）谱线所有伴线的速度积分强度来计算柱密度，如果伴线太弱也可以用主线的积分强度并假设光学薄来估计柱密度。在（4.78）式中假设光学薄，并对光深积分，再与式（4.26）联立即可得，

$$N_u(1,1) = \frac{1}{\eta} 1.3\times10^{13} \frac{1}{1 - J(T_{bg})/J(T_{ex})} \int T_B(1,1,s) \mathrm{d}v \cdot \mathrm{cm}^{-2} \tag{4.85}$$

总柱密度则是所有亚稳态转动能级的柱密度之和。如果只观测了（1，1）线和（2，2）线，假设只考虑亚稳态能级布居且它们由相同的转动温度描述，我们可以用下式估计 NH_3 总柱密度（Ungerechts *et al.* 1986），

$$N(\mathrm{NH_3}) = N_u(1,1)\left[\frac{1}{3}e^{23.4/T_{12}} + 1 + \frac{3}{5}e^{-41.5/T_{12}} + \frac{14}{3}e^{-101.5/T_{12}} + \cdots\right] \tag{4.86}$$

其中括号中的每一项分别表示（J，K）=（0，0）、（1，1）、（2，2）等各能级的贡献。此处我们还假设正、仲 NH_3 都是热化的。

由于通常情况下亚稳态双重态之间的跃迁比其他转动跃迁快得多，它们可以被近似作为一个双能级系统。在知道了激发温度 T_{ex} 和动能温度 T_k 后，所观测分子气体的密度可由下式给出（Ho & Townes 1983），

$$n(\mathrm{H_2}) = \frac{A}{C}\left[\frac{J_v(T_{ex}) - J_v(T_b)}{J_v(T_k) - J_v(T_{ex})}\right]\left[1 + J_v(T_k)\right] \tag{4.87}$$

其中，A 和 C 分别是爱因斯坦 A 系数［对（1，1）线 $A = 1.7\times10^{-7}\,\mathrm{s^{-1}}$］和碰撞速率［对（1，1）线 $C = 8.5\times10^{-11}\,\mathrm{cm^{-3}\,s^{-1}}$，Danby *et al.* 1988］。值得注意的是，通常用这种方法得到的密度很有可能只是一个下限，因为我们在求 T_{ex} 时假设波束填充因子为 1。另外，在稠密的团块中，（1，1）线是接近热化的，因此从两能级模型得到的密度（4.87）不确定性较大。不过，这样的一个估计至少为我们提供一种途径去检验所假设的 NH_3 的相对丰度是否合理。对于一个各向同性的云，从（4.86）（4.87）两式可以得到 NH_3 的相对丰度，

$$\chi(\mathrm{NH_3}) \cong \frac{N(\mathrm{NH_3})/L}{n(\mathrm{H_2})} \tag{4.88}$$

其中 L 为云的厚度。如果假设云是球对称的，我们可以近似地用通过成图观测获得的云的大小作为云的厚度。NH_3 的相对丰度 X（NH_3）并不很确定，英仙座、-3 km s^{-1} 旋臂以及稠密暗云核中的 $X(NH_3)=10^{-9}\sim10^{-8}$(Benson *et al.* Myers 1983；Batrla *et al.* 1984；Serabyn *et al.* Güsten 1986)。但是，很多证据表明在较热的分子气体云中，NH_3 会明显增丰，X（NH_3）$=10^{-7}\sim10^{-4}$。其中最高的相对丰度值来自 Sgr B2 复合体(Hüttermeister *et al.* 1993)。

（2）转动图方法。

4.2 节中介绍的转动图或布局图方法在 NH_3 分子反演谱线的分析中应用广泛。在光学薄且忽略宇宙背景辐射的假设下，NH_3 某一转动态（包括反演态上下两个能级）波束平均的柱密度可以从主波束亮温度的速度积分强度直接得到

$$N(J,K)=\frac{1.55\times10^{14}}{\nu}\frac{J(J+1)}{K^2}\int T_{MB}\mathrm{d}v \tag{4.89}$$

其中反演能级（J，K）的总柱密度 N（J，K）、反演谱线频率 ν 和观测的积分强度 $\int T_{\mathrm{MB}}\,\mathrm{d}v$ 的单位分别是 cm^{-2}、GHz 和 K km s^{-1}。对于亚稳态反演线，（J，J）和（J'，J'）之间的转动温度由下式给出

$$\frac{N(J,J)}{N(J',J')}=\frac{g_{\mathrm{op}}(J')}{g_{\mathrm{op}}(J)}\frac{2J'+1}{2J+1}\exp\left(\frac{-\Delta E}{kT_{\mathrm{rot}}}\right) \tag{4.90}$$

其中对仲-NH_3 和正-NH_3 分别有 $g_{\mathrm{op}}=1$ 和 2，ΔE 是（J，J）和（J'，J'）之间的能量差。因此如果画出 $\log[N/(2J+1)/g_{\mathrm{op}}]$ 与 ΔE 之间的关系，即转动图。例如 Wilson 等人（1993，2000）观测了 Orion-KL 中 NH_3（1，1）到（14，14）的亚稳态反演线发射以及其他非亚稳态反演线共 37 条谱线，用转动图的方法（图 4.18）得到其中的分子气体由两个转动温度分别为 165K 和 400K 的成分组成。类似地，Hüttermeister 等（1995）在 Sgr B2 中观测到的 NH_3（1，1）到（14，14）亚稳态反演线发射，也需要两个温度成分拟合，其中高温度成分动能温度 T_k>600K。另外由于这些反演线均为吸收线，其激发温度低于 20K，可见这些谱线是极端亚热激发的。

然而，当局部热动平衡（LTE）近似不再适用，亦即能级布居不再满足玻尔兹曼分布时，就需要用到统计平衡方法或逃逸几率方法。统计平衡方法研究所覆盖的每一能级的细致平衡，可以研究发生在特定条件下个别能级间跃迁时的受激发射。这一方法的细节描述见附录。选择什么方法完全取决于已确定的研究目标及所获得的观测资料。

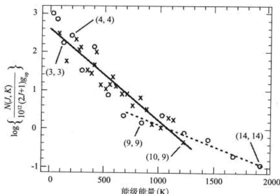


图 4.18 猎户座大星云 Orion-KL 中 NH_3 的反演能级（J, K）的归一化柱密度（43″波束中的平均值）与反演线中低能级能量（单位为 K）的转动图（Wilson *et al.* 1993;2000）。其中“o”和“×”和分别表示亚稳态和非亚稳态跃迁。图中的实线和虚线表示对不同能量段反演谱观测值的线性拟合。低能级段的拟合结果为 T_{rot}=165 K，而对高于 1000K 的能级的反演谱的拟合结果为 T_{rot}=400K（取自 Wilson *et al.*2000）

4.4.1.3 NH_3 分子云的观测特征

NH_3 反演线的观测是研究分子云中的稠密云核性质的非常有效的手段之一。这不仅因为它们所示踪的气体密度较高[$n(H_2)>10^4cm^{-3}$，Ho 和 Townes 1983]，而且由于可以实现同一望远镜上多条 NH_3 反演线的同时观测，使得云核中分子气体动能温度的确定变得更加容易。

（1）不同区域中的 NH_3 反演谱线的单天线巡测。

表4.4罗列了近二十年来在银河系不同环境的分子云中所进行的一些有代表性的 NH_3 反演线谱线巡测和成图工作。

20世纪80年代可以说是稠密云核分子谱线研究的“黄金时代”，Myers 和他的合作者们（Myers *et al.* Benson 1983；Benson *et al.* Myers 1989）从 Palomar 巡天的光学底片上搜寻到一大批暗云并利用 NH_3 反演谱线观测研究了这些暗云的物理性质。他们从对金牛座和蛇夫座中暗的 $NH_3(1,1)$ 和 $(2,2)$ 谱线巡测及成图观测的结果总结出这些暗云的总体性质：质量约为 $1\sim20\,M_\odot$，大小约为 0.1～0.2pc，密度约为 $10^4\ cm^{-3}$，温度约为 10K，并

具有亚声速湍动运动。这项工作具有里程碑式的意义，因为它为当时几乎同一时期提出的所谓恒星形成标准模型（Shu, Adams & Lizano 1987）提供了部分重要的输入参数。这些暗云中大约一半有成协的 IRAS 源（Beichman *et al.* 1986），说明它们确实可以形成恒星。

小球状体是理想的研究孤立的恒星形成的天体，因为它们受周围环境的影响很小。Kane 等（1995）在一类没有成协 IRAS 源的小而宁静的 Bok 小球状体样本中没有探测到 NH_3（1，1）。Bourke 等（1995）对一批南天区小球状体的观测在近一半的源中探测到了 NH_3（1，1），但是除了 6% 谱线发射较强外其他普遍偏弱。比起 Benson 和 Myers（1989）的暗云来，这些小球状体中的分子气体光深、密度均较低，恒星形成活动也较弱，而其他的性质都差不多。Lemme 等（1996）对北天 Bok 小球状体进行了 NH_3（1，1）和（2，2）的无偏巡测。计算得到这些小球状体的动能温度为 8.5~11.5K；激发温度为 4.5~8K；NH_3 柱密度为 2×10^{14}~$1.8\times10^{15}cm^{-2}$；H_2 密度为 10^4~10^5cm^{-3}。

表 4.4　银河系分子云 NH_3 反演谱线巡测

区域	谱线	所用望远镜	探测率	参考文献
暗云与 Bok 球状体				
金牛座和蛇夫座的149 个暗云位置	(1,1)、(2,2)	Haystack 37 米 NARO 43 米	44%	Benson & Myers 1989
169 南天小球状体暗云	(1,1)、(2,2)	Parkes-64 米	50%	Bourke *et al.* 1995
11 个高银纬卷云	(1,1)、(2,2)	NRAO-43 米	100%	Turner *et al.* 1993
17 个无星 Bok	(1,1)、(2,2)	Haystack 37 米	0%	Kane *et al.* 1995
237 个 Bok 小球状体	(1,1)、(2,2)	MPIfR-100 米	31%	Lemme *et al.* 1996
（UC）HⅡ区与大质量恒星形成区				
35 个 HⅡ区，H_2O 脉泽，H-H 天体	(1,1)、(2,2)	Chilbolton-25 米	100%	MacDonald *et al.* 1981
~70 南天 HⅡ区	(1,1)、(2,2)、(3,3)	Parkes-64 米 Tidbinbilla-64 米	70%	Peters *et al.* 1986
160 个嵌埋于猎户座和英仙座分子云中的 IRAS 源	(1,1)、(2,2)	MPIfR-100 米	23%	Wouterloot *et al.* 1988

续表

区域	谱线	所用望远镜	探测率	参考文献
84 个 UCHⅡ区	(1,1)、(2,2)	MPIfR-100 米	70%	Churchwell *et al.* 1990
16 个 UCHⅡ区	(4,4)、(5,5)	MPIfR-100 米	15 个(4,4) 10 个(5,5)	Cesaroni *et al.* 1992
11 个 UCHⅡ区	(4,4)、(5,5)	MPIfR-100 米	8 个(4,4) 3 个(5,5)	Olmi *et al.* 1993
猎户座和英仙座	(1,1)、(2,2)	MPIfR-100 米	43 个成图	Harju *et al.* 1993
163 个亮红外源	(1,1)、(2,2)	MPIfR-100 米	101 个(1,1)	Molinari *et al.*1996
67 个大质量恒星形成区	(1,1)、(2,2)	MPIfR-100 米	25 个(1,1) 18 个(2,2)	Schreyer *et al.* 1996
108 南天 HⅡ区	(1,1)	Itapetinga-13.7 米	30 个(1,1)	Vilas-Boas *et al.* 2000
69 个大质量恒星形成区	(1,1)、(2,2)	MPIfR-100 米	59 个(1,1) 40 个(2,2)	Sridharan *et al.* 2002

大质量恒星形成区（包括 UCHⅡ区）的 NH_3 巡测大多以 UCHⅡ区、水脉泽或具有类似 UCHⅡ的 IRAS 流量或红外颜色特征等（如 4.2 节中提到的 UCHⅡ区的 WC 判据）的 IRAS 源为路标。一般认为分子云中年轻星附近的分子气体的物理和化学特性反映了恒星形成时的物理和化学条件，而且大质量恒星大多形成于星团环境中。对猎户座和英仙座中的嵌埋红外源的 NH_3（1，1）和（2，2）巡测（Wouterloot *et al.* 1988）拉开了这类研究的序幕，随后的成图工作（Harju *et al.* 1993）表明这些区域中的稠密分子云核与金牛座中的暗云核相比，典型尺度大近两倍，而速度弥散则高出 3～4 倍。UCHⅡ区的 NH_3 反演线的搜寻（Churchwell *et al.* 1990）中较高的探测率表明 UCHⅡ确实与稠密分子云气体成协，也就是说可能还深埋于分子云中。Molinari 等（1996）和 Srídharan 等（2002）分别对那些比 UCHⅡ更早的并且相对较为孤立的大质量原恒星天体（HMPO）进行了系统的 NH_3 反演线搜寻。它们动能温度和谱线线宽的平均值均小于 UCHⅡ样本中的相应值。这说明 HMPO 中的分子气体湍动明显不如 UCHⅡ样本中的分子气体湍动剧烈，而可能的原因是 HMPO 环境下的机械能输入（例如来自外流、星风等）不如 UCHⅡ环境下的充足。但是值得注意的是，NH_3(1，1)和(2，2)观测到的可能仅仅是这些大质量原恒星稠密核（包括那些位于 UCHⅡ区附近的“热核”）的较冷且较延展的包层，而

温度较高的内部核区的性质需要观测需要高能级反演线如（4，4）和（5，5）等线以确定其动能温度（如 Cesaroni *et al.*，1992）。

Jijina 等人（1999）汇总文献中 264 个 NH_3 分子云核成图观测的资料，统计分析了这些云核中气体的物理性质。在这些云核中几个主要物理参量的最小值、最大值和中值分别为，NH_3 柱密度：3.2×10^{13}、2.5×10^{16} 和 $5\times10^{14}cm^{-2}$；线宽：0.17、8.5 和 $0.74kms^{-1}$；动能温度：7.5、100 和 14.7K；位力质量：0.79、132 和 1.07 $M_\odot$。进一步的统计分析还表明：就对云核性质（线宽、动能温度和云核大小等）的影响而言，与年轻星或星团成协的云核比起那些无星的云核在统计上表现出谱线宽度较宽、动能温度较高和云核半径较大等湍动特征，其中与星团成协的云核比与单个年轻星成协的云核的湍动特性更为明显。云核性质有明显的区域特征，按照从金牛座—蛇夫座—英仙座—猎户座—仙王座的顺序，云核的尺寸由小到大、动能温度由低到高、湍动由弱到强但 NH_3 柱密度和位力丰度[定义为 NH_3 柱密度与从位力质量得到的气体总柱密度之比，也即 $N(NH_3)/N_{vir}$]却由高到低。这很有可能与这些区域中的云核与星团成协的情况相关，因为按照上面几个区域的顺序，与星团成协的云核数比例呈递增的趋势。这些云核性质与所处区域或星团成协性的明显的相关关系可能是任何一个自恰的恒星形成理论都必须给出合理解释的。

（2）高空间分辨率结果。

a. 大质量分子云核坍缩与星周盘。高空间分辨率的 NH_3 观测为研究分子云核，尤其是作为大质量恒星前身天体的“热核”，提供了强有力的工具。近年来利用美国甚大阵（VLA）所做的一系列关于分子云“热核”的高空间分辨率观测逐步揭开了这类天体的神秘面纱。如 Cesaroni 等（1994）对几个超致密电离氢区（UCHⅡ）进行的分辨率为 5″×3″的观测发现其中的 NH_3（4，4）发射来自非常致密（大小约为 0.1pc），但动能温度颇高（50～200K）的“热核”。它们的位置并不总是与周围的 UCHⅡ完全吻合，却通常与这些区域的水脉泽位置更接近。它们大多表现出由外向内增强的温度和密度梯度，说明这些 NH_3 致密核的加热源并非附近的 UCHⅡ，而很有可能是来自孕育其中下一代年轻恒星。这些“热核”所处的演化状态应该早于 UCHⅡ。后来更高分辨率的观测（~0.4″）还发现其中一些核中存在旋转盘结构（Cesaroni *et al.* 1998）。在已经有 HⅡ区的大质量分子云核中，由于有 HⅡ区较强的连续谱辐射为背景，气体的塌缩特征谱通常会表现为反转的 P Cygni 轮廓，也即谱线的蓝移部分为发射谱，

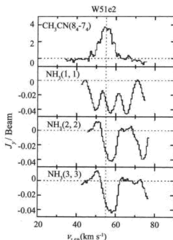


图 4.19 W51e2 的 CH_3CN（8_4-7_4）和 NH_3（1，1）、（2，2）、（3，3）谱线轮廓，其中 NH_3（2，2）、（3，3）呈现反转 P Cygni 谱线轮廓。纵向的点划线表示云核的系统速度（取自 Zhang *et al.* Ho,1997）

而红移部分为吸收谱。图 4.19 即为在大质量恒星形成区 W51e2 中观测到的 NH_3 反演线的反转的 P Cygni 轮廓。利用 VLA 所作的高分辨率（0.2″→1″，～1600→8000AU）的 NH_3（1，1）、（2，2）和（3，3）观测，Ho & Young（1996）以及 Zhang 等（1997）对大质量恒星形成区 W51 的分子云核坍缩进行了详细的研究。他们观测到了热核（W51e2）中非常靠近中央恒星（～8000AU）的气体近乎匀速下落证据。贯穿云核中所有呈现坍缩运动的区域，NH_3 的转动温度接近常数，且密度分布与总质量在各种尺度上都与一个匀速自由下落的模型所给出的一致。Zhang 等（1998）对大质量年轻星 IRAS20126+4104 进行了 NH_3 反演线的高空间分辨率（～3″→4″）观测。通过研究其周围气体的运动学特征，发现了一个垂直于喷流和外流方向且遵从开普勒运动的星周盘（图 4.20）。在 AFGL5142 中的类似研究（Zhang *et al.* 2002）也发现一个谱线线宽较大（6.4 km s^{-1}）、气体温度较高（70K）、线尺度大约 1800AU 的致密结构。这一致密结构与一

个高准直的 SiO 喷流成协且有旋转的运动学特征，很可能是一个大质量年轻星的星周盘。不过这还有待更高分辨率观测的证实。而在另一些大质量恒星形成区中的高空间分辨率 NH_3 观测却没有发现有盘存在的证据。如 Solling 等（2005）利用 VLA 对 UCHII 区 G10.6-0.4 的空间分辨率为 0.12″×0.079″的 NH_3（3，3）观测发现分子气体的下落主要是球对称的，在 0.03pc 的尺度上也没有发现盘的证据。还有一些 UCH II 区（例如 G28.20-0.05，Sollins *et al.* 2005）的高分辨率 NH_3（1,1）观测则表现出更为复杂的运动学结构。

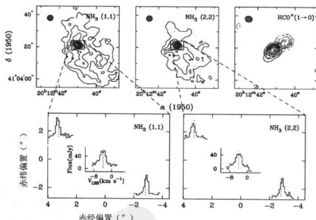


图 4.20 （上）大质量年轻星 IRAS20126+4104 附近 NH_3（1，1）和（2，2）反演线积分强度图与 HCO^+（1→0）双极外流的比较，其中的实线和虚线分别表示红移和蓝移；（下）沿开普勒盘方向的 NH_3（1，1）和（2，2）谱线，其中竖虚线表示云的系统速度（取自 Zhang *et al.* 1998）

b. 银心。银心区域一直受到各个波段天文学家的广泛关注，因为它是离我们最近的星系核，并且在这个区域内有超大质量黑洞、年轻星团、分子气体核周盘（CND）、电离气体流柱、弥漫的热气体以及超新星遗迹等丰富的天体物理现象。关于银心区域的总体特征请参阅 Morris 和 Serabyn（1996）的评述文章。银心距 200 pc 以内的中央分子带（Central

Molecular Zone；以下简称 CMZ）中聚集了大量的温度（30～200K）和密度（$>10^4 cm^{-3}$）都较高的分子气体，总质量高达 5×10^7～$10^8 M_\odot$。CMZ 中的主要分子气体成分是两个巨分子云，即 Sgr B2 和 Sgr A 复合体成协的 50 km s^{-1} 云。在银心距约为 3 pc 的更小尺度上，银心 Sgr A*被一个致密（$\sim10^5 cm^{-3}$）分子气体核周盘（以下简称 CND）所包围。CND 的南面和东面银心距 10pc 的地方各又一个巨分子云：20 km s^{-1} 云（M-0.13-0.08）和 50 km s^{-1} 云。NH_3 观测为全面了解该区域的分子气体成分分布与相互作用关系提供了最有力的工具。早期的银心区域的 NH_3 观测给出整个区域的气体温度为 50～120K。后来的 VLA 观测又发现一个从 20 km s^{-1} 云向北延伸至 CND 东南部边缘的长纤维状的“南部流柱”以及“西部流柱”、“北部脊”。Herrnstein 和 Ho（2005）综合最近关于银心的高分辨率（16″×14″）NH_3（1，1）、（2，2）、（3，3）和（6，6）的观测结果，详细分析了银心附近 10 pc 区域内的分子气体的物理特性，构造了一幅各稠密气体成分的空间分布的三维全景图，并细致讨论了这些稠密气体成分与银心附近其他特征成分的相互作用与影响。图 4.21（a）～（d）给出了 VLA 观测的银心区域 NH_3 四条反演线的速度积分强度图，并于图 4.21（c）中标出了该区域主要的分子气体特征成分。对比图 4.21（c）和（d）可以发现，在紧靠银心区域高激发态 NH_3（6，6）谱线发射的积分强度图明显不同于其他三个低激发的反演线发射。在离银心投影距离小于 2pc 范围分子气体由 NH_3（6，6）所示踪的热分子气体云成分占主导。该热分子气体云看上去位于 CND 内部，而且正好填补了 NH_3（3，3）积分强度图［图 4.21（c）］中的中心空洞。银心区域中央 10pc 范围内的 NH_3 内秉线宽为 10～20 km s^{-1}；动能温度为 20～50K；研究表明 50km/s 巨分子云可能并没有受到 Sgr A East 的膨胀壳层所带来的强烈影响，因为 NH_3 的观测即没看到这个巨分子云中明显的速度梯度，也没看到较高的温度。而“西部流柱”中观测到的较大的线宽（20 km s^{-1}）、速度梯度（25 km s^{-1} pc^{-1}）和较高的动能温度（46 K）都表明“流柱”中气体是银心区域受到 Sgr A East 的膨胀壳层影响最大的分子气体成分，因此其形成与 Sgr A East 膨胀密切相关。基于 VLA 观测资料以及以前所有单天线的 NH_3 研究结果，Herrnstein 和 Ho（2005）总结银心附近 10～20pc 范围内的分子云有两个各自≤0.5pc 的双温度结构，其中热气体成分占约 1/4。在中心 2pc 范围内观测到的 NH_3（6，6）与（3，3）的反常谱线强度比（>2.3）是超出了处于局部热动平衡（LTE）的气体的理论值，很有可能是由于 Sgr A*附近热分子云的（3，

3）发射被包在其外的一层较冷的屏蔽介质所吸收造成的，而（6，6）发射由于具有较高的能量受到的影响较小。

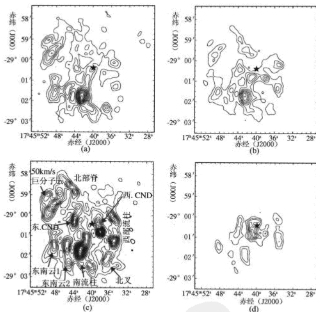


图 4.21 VLA 观测的银心区域 NH_3 四条亚稳态反演线：(a) NH_3（1，1）；(b) NH_3（2，2）；(c)（3，3）；(d)（6，6）的速度积分强度图。其中★表示银心 Sgr A*的位置，图(c)中还标出了该区域 10pc 范围内的主要分子气体特征成分(取自 Herrnstein *et al.* Ho 2005)

4.4.1.4 彗星中的 NH_3 观测

在彗核组成物示踪分子（或原子）中 NH_3 通常是比较显著的，这一点可以从在大量彗星中观测到 NH_2 的光学光谱得到佐证，因为通常认为 NH_2 是 NH_3 离解的产物（Wyckoff *et al.* 1991）。一般认为气态 NH_3 是从彗核中升华出来的。到目前为止已在三个彗星中探测到 NH_3 的亚稳态反演

线发射，它们是 IRAS-Araki-Alcock（Altenhoff *et al.* 1983）、Hyakutake（Palmer *et al.* 1996）以及海尔—波普彗星（Bird *et al.* 1997）。观测通常都是在这些彗星靠近近日点的时候进行的。Bird 等人（1997）利用转动图方法从（J，K）=（1，1）到（5，5）五条跃迁的观测资料计算出转动温度为 104±30K。因为气态的 NH_3 分子在离彗核半径 $R\approx5000$ 千米的地方就几乎不存在了，所以这个温度应该代表了内彗发中的转动温度。计算还表明海尔—波普彗星中 NH_3 的产生率约为每秒 1.9 吨。

4.4.1.5 远红外和亚毫米波段的纯转动跃迁

上面我们主要涉及到亚稳态的反演跃迁。其实根据前面提到的 NH_3 分子中能级跃迁的量子力学选择规则，还有大量的转动跃迁，其中那些下能级为反演能级的跃迁［(J，K) → (J - 1，K)，$K = J$ - 1］又叫转动—反演跃迁（Zeng 1985）。NH_3 转动跃迁均落在红外波段。早在 1983 年，Townes 等人和 Keene 等人就分别利用 KAO 在猎户座大星云 OMC1 中分别观测到了 NH_3 的远红外波段的转动-反演跃迁（J，K）=（4，3）^{a}→（3，3）^{s}（125μm）和亚毫米波段的基态转动跃迁（1，0）→（0，0）（524μm）。然而，由于受到大气消光的严重影响，远红外波段的地面观测非常困难，因此有关这些转动跃迁的研究进展缓慢。直到 1995 年红外空间天文台 ISO 发射成功（Kessler *et al.* 1996），系统地研究星际分子中这些转动跃迁的性质才成为可能。Ceccarelli 等人（2002）利用 ISO 的长波频谱仪（LSW）对大质量恒星形成区 Sgr B2 进行了 47～196μm 的谱线巡测。这一频段包括了能量从 45～500 cm^{-1} 的 35 条 NH_3 的转动跃迁。Ceccarelli 等人观测到了其中的 21 条跃迁谱线，而且均为吸收线。其中有 13 条谱线跃迁的低能级为亚稳态能级，而另外还有 8 条的低能级为非亚稳态能级。包括亚稳态的跃迁比非亚稳态的跃迁在总体上表现出更强的吸收谱。非亚稳态跃迁转动温度（～310K）明显高于亚稳态跃迁转动温度（～130K）。后者与从射电波段相同能量范围（50～500 cm^{-1}）的亚稳态反演线得到的转动温度相当（160K；Huettemeister 等 1995）。LVG 模型计算结果表明这些吸收线是来自一层挡在 Sgr B2 与观测者之间的高温（～700K）但较为稀薄（密度～10^4 cm^{-3}）的气体云层。该气体云层的 NH_3 柱密度（3±1）×10^{16} cm^{-2}，很有可能是受冲击波激发的气体形成的。

基态转动跃迁（1，0）→（0，0）（524μm）的进一步研究直到最近空间亚毫米波望远镜 Odin（在该波段的波束大小为 2′）成功发射之后才得以继续开展。Larsson 等（2003）利用 Odin 成功地观测了猎户座大星云

中的三个位置（即 Orion KL，Orion S 和 Orion Bar）的 NH_3（$J_K=1_0-0_0$）谱线，并首次在 Orion Bar 中观测到了 NH_3 发射，模型计算发现其中的 NH_3（$J_K=1_0-0_0$）是亚热激发的（$T_{ex}=11K$）且相对丰度为 5×10^{-9}。Liseau 等人（2003）利用 Odin 对小质量云核ρ Oph A 进行了 NH_3（$J_K=1_0-0_0$）观测，首次在小质量云核中探测到了 NH_3 的 524μm 转动谱线。与其他分子谱线的综合分析表明该云核中的 NH_3 相对丰度（8.5×10^{-10}）可能远低于典型稠密核中的值（10^{-8}～10^{-7}）。

4.4.1.6 同位素分子谱线观测

（1）$^{15}NH_3$。

在银河系恒星形成区的 NH_3 分子谱线观测研究中所遇到的问题之一是有时谱线的光深太大，从而使解释和计算变得复杂化。如 Cesaroni 等（1994）发现在 UCHⅡ区 G10.47 和 G31.41 中，NH_3(4,4)的光深高达近 100。光深如此大的谱线只能反映云核的表面而无法真实反映整个云核的平均特性，要理解正在发生恒星形成的区域中的气体的动能学，需要观测光学薄的谱线。因为太阳附近的氮元素同位素丰度比约为$[^{14}N]/[^{15}N]=300$，因此只要 NH_3 的谱线光深小于 300，则 $^{15}NH_3$ 通常为光学薄的。而且由于 $^{15}NH_3$ 没有四极矩精细结构，因此处理方法较为简单。Wyrowski 和 Walmsley（1996）用 Effelsberg-100 米望远镜对 9 个 $^{14}NH_3$（4，4）较强的 UCHII 进行了 $^{15}NH_3$（3，3）、（4，4）搜寻，结果在 6 个源中探测到谱线发射。波束平均的 $^{15}NH_3$ 柱密度都在 $10^{13}cm^{-2}$ 的量级，而动能温度在 100～300K 之间。其中在 G10.47+0.03 中观测到从（1，1）～（6，6）共 6 条 $^{15}NH_3$ 亚稳态反演线，这些亚稳态之间的转动温度为 185K。而大速度梯度（LVG）模型所计算的动能温度为 240K。这个温度高于 Cesaroni 等人（1994）用 VLA 观测 $^{14}NH_3$（4，4）所得到的温度，表明云核的平均温度高于表面的温度，也即云核是由内部的嵌埋源加热的。Wilson 等人（2000）对 Orion-KL 热核区域的高空间分辨率 $^{15}NH_3$（3，3）观测发现其较宽的线宽可能来自非常靠近热核中心的区域。值得注意的是，尽管 $^{15}NH_3$ 通常为光学薄的，但在极个别的情形，如在 NGC 7538 中 $^{15}NH_3$（3，3）就被发现是条较弱的脉泽线（Mauersberger *et al.* 1986；Schilke *et al.* 1992）。

（2）NH_2D、ND_2H 和 ND_3。

NH_3 有三种氘化的同位素分子即 NH_2D、ND_2H 和 ND_3。它们都已在稠密核中观测到，因此 NH_3 及其氘化同位素分子是研究稠密核中分子多

重氘化过程的良好示踪分子。

NH_2D 分子是一个不太对称的陀螺。和 NH_3 一样，它的转动能级分裂成反演双重态，只不过它的不对称性使转动与反演混合形成转动—反演跃迁。其 ^{14}N 核的电四极矩同样会使转动—反演跃迁分裂为5条精细结构线。反演双重态之间产生的对称（s）与反对称（a）跃迁都落在毫米波段，一条在 85.926263GHz（对应于正态 NH_2D $J_{K-1K1}=1^a_{11}\rightarrow1^s_{01}$），而另一条在110.153599GHz（对应于仲态 NH_2D $J_{K-1K1}=1^s_{11}\rightarrow1^a_{01}$）。另外，由于存在一个较弱的耦极矩，还会产生频率为 332.82251GHz（ν=0）和 332.78189GHz（ν=1）的基态纯转动跃迁 $J_{K-1K1}=1_{01}\rightarrow0_{00}$。

早在1978年，Turner 等以及 Rodriguez-Kuiper 等就分别在 Sgr B2 和 Orion KL 中观测到了较强的氘化氨，也即 NH_2D。Walmsley 等（1987）对 Orion KL 中的热核区域更细致的观测发现其中氨分子氘化的程度很高，NH_2D/NH_3 = 0.003，远高于太阳系附近的星际介质中的[D] / [H]值（1.6×10^{-5}；Linsky *et al.* 1995）。暗云核中的相关观测同样表明较高的氘化程度，如 L183 中和 TMC-1 中 NH_2D/NH_3 分别为 0.1 和 0.02（Tiné *et al.* 2000）。Saito 和 Ozeki（2000）对 14 个暗云中的 16 个云核以及 Shah 和 Wootten（2001）对 32 个小质量原恒星核（Class-0 天体）和星前核（pre-protostellar core）的 NH_2D 巡测发现 NH_2D/NH_3 在 $10^{-3}\sim10^{-1}$ 之间。Hatchell（2003）利用 IRAM-30 米毫米波望远镜对英仙座、金牛座和猎户座的 11 个小质量原恒星核所做的较高空间分辨率（28″）的 NH_2D（$J_{K-1K1}=1^a_{11}\rightarrow1^s_{01}$）观测表明这些源中的 NH_2D/NH_3 比大尺度观测的结果更高，在 0.04～0.33 之间，也就是说向着这些核中心的方向氘化的程度有增强的趋势。Roberts & Millar（2000a,b）考虑了分子冻结（freezout）和亏损（depletion）的气相化学模型可以很好地解释观测到的高 NH_2D / NH_3 比值。

ND_2H 和 ND_3 的观测相对较少。目前仅在 L134N 和 L1689N 两个无星的暗云中观测到了 ND_2H（Roueff *et al.* 2000；Loinard *et al.* 2001），在 NGC 1333（van der Tak *et al.* 2002）和 Barnard 1（Lis *et al.* 2002）中观测到 310GHz 的转动谱线 ND_3（$J_K=1^a_0\rightarrow0^s_0$）。NGC1333 中的 $ND_3/NH_3\approx$ 0.001。目前所有氘化 NH_3 的观测资料都支持气相化学模型而不是尘粒表面化学模型。对 NH_3 三种氘化分子的（亚）毫米波转动谱线的系统研究表明在星前核中 ND_3 / NH_3 在 2×10^{-4} 与（1～2）$\times10^{-3}$ 之间，且氘化在温度为 20K 时依旧很显著（Roueff *et al.* 2005）。

4.4.2 CS 分子转动谱线

4.4.2.1 稠密气体探针分子 CS

CS 是一个简单的双原子分子（$\mu = 1.96$D），但它在天体化学中起着非常重要的作用，因为 CS 是星际分子云中丰度最高的硫化分子之一。星际 CS 是由 Penzias 等人（1971）发现的，当时他们观测到了 Ori A、W51、DR21 以及 IRC+10216 等的 CS（3→2）谱线。CS 及其同位素分子的多条转动谱线经常被用来研究分子云中密度较高的区域。即使是频率最低的跃迁 CS（1→0），其临界密度也远大于 CO。而更高阶的跃迁如 J=5→4 和 7→6 等的临界密度则高达 $10^{6\text{-}7}\mathrm{cm}^{-3}$，是稠密分子云核的理想示踪器。与其他稠密气体探针分子相比，CS 的优势在于：它的多条转动跃迁都落在（亚）毫米波段，而且容易被观测到；转动跃迁谱线虽具有一定的光深，但一般光深不是非常大（有利于 LVG 模型分析）；同位素分子 $C^{34}S$ 通常是光学薄的，而且较容易被观测到，因此我们可以从中获得相应的 CS 转动跃迁的光深。

4.4.2.2 恒星形成区的 CS 谱线巡测

表 4.5 列出了一些主要的银河系中的 CS 分子转动跃迁谱线巡测。

（1）大质量恒星形成区。

CS转动跃迁谱线的巡测大多集中在大质量恒星形成区，如UCHⅡ区、水脉泽或亮红外源等。其中最完整的是对整个银道面上的满足 UCHⅡ颜色判据（Wood *et al.* Churchwell 1989）的 IRAS 源的巡测（Bronfman *et al.* 1996）。Bronfman 等在所有 1427 个 IRAS 源中探测到 59%有 CS(2→1)发射，而未探测到的源要么远红外较弱，要么颜色比较特别。对南天水脉泽的 CS(2→1)巡测（Zinchenko *et al.* 1995, Juvela 1996）得到几乎 100%的探测率，说明水脉泽发射所需要的超致密区域（$n \approx 10^{8}\mathrm{cm}^{-3}$）是被较稠密的热激发气体所包围的。水脉泽区域的 CS 高阶转动跃迁谱线的探测率有所下降，但 CS(7→6)的探测率仍然有 58%（Plume *et al.* 1992；1997）。对 71 个水脉泽源的多跃迁 CS 谱线的 LVG 分析得到这些区域的平均密度为 $<\log n(\mathrm{cm}^{-3})> 5.93$。我们关于大质量恒星形成区云核的大小和质量等的信息主要来自对这些区域的 CS 成图观测（Juvela 1996；1998，Plume *et al.* 1997，Shirley *et al.* 2003，Churchwell *et al.* 1992，Cesaroni *et al.* 1991）。Hauschidt *et al.*（1993）还在 8 个银河系恒星形成区中观测到更高阶的 CS 和 $C^{34}S$ 转动跃迁 J = 10→9 谱线发射。这些都说明在大质量恒星形成

区，高密度的分子气体普遍存在。

（2）Bok 小球状云与暗云。

Zhou 等人（1989）对 Bensen 和 Myers（1989）NH_3暗云样本中的一部分进行了 CS（2→1）和（3→2）的成图观测。我们在 4.5.1 节中已经介绍了 Bensen 和 Myers（1989）所给出的有关NH_3暗云的基本性质，然而 Zhou 等人的研究结果表明实际情况可能复杂得多。他们通过比较 CS 和NH_3的结果发现二者有着系统的不一致。最大的不同是两种分子谱线发射的峰值位置明显不同，而且从 CS 成图得到的云核的大小是从NH_3成图得到的大约两倍，同时 CS 的线宽也是NH_3的两倍左右。经过十多年的努力，这些矛盾现在已经被很好地解释为稠密核中分子气体的选择性冻结效应（freez-out），也即 CS 和NH_3在高密度区域表现出不同的性质：CS 比起NH_3来更容易被冻结到尘埃颗粒上，从而表现出气态 CS 分子的亏损（depletion）（Tafalla 等 2002）。

最近的大量研究表明在小质量恒星区 CS 和 CO 并不能很好地示踪中央云核的气体质量(Aikawa 等 2001，2003; Bergin 等 2001; Redman 等 2002; Tafalla 等 2002)，如在小质量的无星核的核心区域，CS 和 CO 的相对丰度比在其外部区域中的低一到两个量级。通常的解释是在这些核的内部由于温度低而密度高使得相当的 CS 和 CO 等含碳分子很容易吸附在尘埃颗粒上，从而导致了气态分子的亏损（depletion）。而NH_3和N_2H^+（尤其是N_2H^+）等含氮的分子由于它们的前身分子N_2不易吸附到尘埃颗粒表面上，因此即使在高密度下也能保证以气态的方式存在。它们可以像尘埃辐射一样很好地示踪云核的气体质量(Caselli 等 1999，2002; Bergin 等 2001，Lintott 等 2005)。

表 4.5 主要的星际 CS 巡测

搜寻区域	跃迁	望远镜	探测率	参考文献
26个各种源	1→0，2→1	NRAO-11米	19/26	Turner 1973
32 个分子云	1→0，2→1	Bell-7米	100%	Linke & Goldsmith 1980
179个水脉泽	7→6	CSO-10米	104/176	Plume *et al.*1992
11个稠密分子云核	2→1	Metsähovi-13.7米	100%	Zinchenko *et al.* 1994
Mon OB1中的10个外流和30个IRAS	2→1，5→4，7→6	NRAO-12米 CSO-10米	外流：6/10 IRAS：20/30	Wolf-Chase *et al.* 1995

续表

搜寻区域	跃　迁	望远镜	探测率	参考文献
30个南天水脉泽（l=260~310）	2→1	SEST-15米	24/30	Zinchenko 1995
33个与水脉泽成协的南天分子云核	2→1，5→4	SEST-15米	100%	Juvela 1996
1427个IRAS源	2→1	SEST-15米 Onsala-20米	843 /1427	Bronfman *et al*. 1996
172个水脉泽	1→0	Haystack-37米	62%	Anglada *et al*.1996
150个与水脉泽成协的大质量恒星形成区	2→1，3→2，5→4	IRAM-30米	>90%:2→1，3→2 >75%:5→4	Plume *et al*. 1997
银河系第一象限15°.5<*l*<55°.5	2→1	NRAO-12米		Helfer *et al*. 1997
47个低质量主序前星	2→1	Haystack-37米	100%	Mardones *et al*. 1997
47个Bok小球状体	2→1，3→2，5→4	FCRAO-14米 SEST-15米 IRAM-30米	67%	Launhardt *et al*. 1998
55个水脉泽	2→1	Onsala-20米	47/55	Zinchenko *et al*. 1998
158个外流源和CH_3OH脉泽源	2→1	Onsala-20米	94%	Larionov *et al*. 1999
19个UHC II区	5→4，7→6	JCMT-15米	100%	Olmi & Cesaroni 1999
220个无星核	2→1	Haystack 37米	163/196	Lee *et al*. 1999
53个无星核	2→1	FCRAO-13.7米	52/53	Lee *et al*. 2001b
69个大质量恒星形成区	2→1，3→2，5→4	IRAM-30米		Beuther *et al*. 2002b
63个与水脉泽成协的大质量恒星形成区	5→4	CSO-10米	100%	Shirley *et al*. 2003
94个无星核	3→2	NRAO-12米	84/94	Lee *et al*. 2004
130个南天大质量恒星形成区	2→1，3→2，5→4	SEST-15米	111/130	Fontani *et al*. 2005

图 4.22 是基于尘埃连续谱和分子谱线强度图（Tafalla *et al.* 2002，2004）所给出的三个稠密无星核 L1498、L1517B 和 L1544 中的 CO、CS、NH_3 和 N_2H^+等分子气体相对丰度的分布。从中可以看出，在云核的中心区域 CO 和 CS 都呈现出明显的亏损(depletion)。Tafalla 等（2004）对 L1498 和 L1517B 的较高空间分辨率观测表明 CO 和 CS 的分布可以用一个阶梯函数表示（图 4.22）。

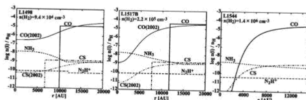


图 4.22 L1498、L1517B 和 L1544 中的 CO、CS、NH_3 和 N_2H^+等分子气体相对丰度的分布（Tafalla *et al.* 2002，2004）。其中 CO（2002）和 CS（2002）表示 Tafalla 等（2002）所估计的 CO 和 CS 丰度（取自 Aikawa *et al.* 2005）

（3）作为搜寻分子气体塌缩证据的探针。

CS 转动跃迁谱线还常被用来研究稠密核中的运动学特征。Zhou 等（1993）给出了这一表征云核中分子气体塌缩的“蓝不对称性”谱线轮廓特征的最好的观测例证。图 4.23 是他们在孤立的 Bok 小球状云 B335 中观测到的 CS（2→1）、（3→2）和（5→4）谱线，从谱线轮廓中可以看到明显的“蓝不对称性”。研究表明这种谱线轮廓和 Shu 等人（1977）的“由内向外”的动态塌缩模型一致(见图中的模型拟合结果; Zhou *et al.* 1993; Evans *et al.* 2005)。

自从在 B335 中发现分子气体塌缩的证据后，天文学家们开始在小质量恒星区的无星核中搜寻类似的分子谱线轮廓特征。L1544 是第一个发现有气体下落运动证据的无星核（Myers *et al.* 1996，Tafalla *et al.* 1998），在它核心区域较大的范围内（~0.2 pc）观测到的 CS 及其他稠密气体探针分子的谱线表现出强烈的自吸收和“蓝不对称性”的谱线轮廓(图 4.24)。接下来的大样本搜寻又发现了一些类似的例子（Lee *et al.* 1999，2001b，2004）。这些搜寻工作一开始大多采用 CS 和 H_2CO 分子谱线观测资料，然而现在我们已经知道这两种分子在典型的稠密核中心区域密度下会冻结在尘埃颗粒上，因此它们只能反应稠密核外层的分子气体下落运动。最近的一些相关研究开始考虑这种稠密核中心区域的分子气体冻结，从而可以研究更靠近核心区域的分子气体运动学。

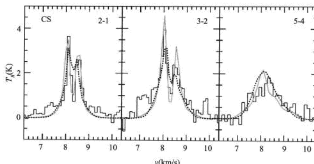


图 4.23 IRAM-30m 观测的 B335 中心的 CS 谱线轮廓(Zhou *et al*. 1993；直方图）以及模型拟合的结果（Evans *et al*. 2005；灰色实线：丰度采用阶梯函数；点线：丰度取自化学模型）

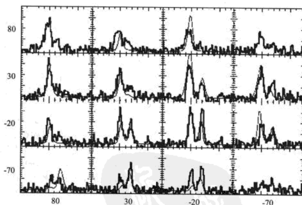


图 4.24 L1544 中的 CS(2→1)谱线（粗直方图）与双层模型拟合（细光滑曲线）的对比（取自 Tafalla *et al*. 1998）。双层模型中的外层气体吸收来自内层气体的发射。外层气体的速度为常数，而内层气体的速度随位置不同而变化。图中的坐标为相对 L1544 中心位置的偏置（单位：角秒）

4.4.2.3 区域性的大尺度巡测

从表 4.5 可以看出，CS 作为云核中稠密气体的探针分子，其分子谱线巡测大多偏向于和水脉泽、亮 IRAS 红外点源及 UCHII 区等成协的年轻星。但是我们知道年轻星的形成通常会严重影响其周围环境，因此要研究恒星形成早期分子气体的物理状态，对某些区域（如巨分子云）进行大范围无偏成图观测以搜寻稠密云核是非常必要的。L1630（Orion B）区域的 CS（2→1）巡测（图 4.25 左；Lada 等 1991）以及与之相邻的 L1641（Orion A）

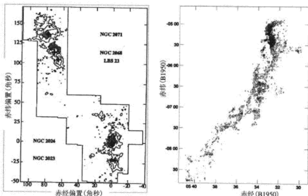


图 4.25 （左）L1630（Orion B）区域中稠密分子云核与嵌埋星团的位置。图中阴影部分表示嵌埋星团的位置及空间延展，而稠密分子云核的分布则由 CS（2→1）的等积分强度图表示。“+”号表示该区域五个最大质量（$>200M_{\odot}$）的核的位置。（取自 Lada 1991）。（右）L1641（Orion A）区域的 CS（2→1）峰值强度（T^{*}_{A}）等高图（取自 Tatematsu *et al.* 1998）

区域的 CS（1→0）和（2→1）巡测（Tatematsu *et al.* 1993; 1998）就是很好的例证（见图 4.25 右）。在这两块云中，CS 巡测所探测到的云核的质量都小于各自分子云总质量的 20%。对比研究发现 L1641 中的 CS（2→1）分布比 L1630 中的要平滑一些，其中可以证认出 125 个分子云核，这极有可能与个区域中的恒星形成分布相关。L1641 中的恒星分布贯穿整个区域（Strom *et al.* 1993），而 L1630 中的恒星形成却被紧密地限制在几个最大的稠密云核中（Lada *et al.*1992; Li *et al.* 1997）。L1630 区域的 CS 高阶

转动跃迁谱线（示踪更高的临界密度）观测的结果表明所有的恒星形成区中包含 $n \geqslant 10^5\ \mathrm{cm^{-3}}$ 的高密度气体（Lada *et al.* 1997），从中可见致密气体与恒星形成的相关性。

4.4.2.4 彗星中的 CS

彗星中的 CS 分子是 Smith 等（1976）用紫外探空火箭在 West（1975）彗星中首次观测到的。从那以后，又有大量的彗星中 CS 的紫外观测，但射电波段 CS 分子谱线还是 1996 年在 Hyakutake（1996B2）彗星中首次观测到的（Biver 等 1999）。Biver 等（1997）还观测到了海尔－波普彗星中的 CS 分子转动跃迁谱线，Snyder 等（2001）利用 BIMA 毫米波干涉阵对该彗星进行了 CS（2→1）的成像观测。紫外和射电的研究结果都表明彗星中的 CS 是由母分子 CS_2 光致离解产生的。CS_2 的寿命很短（～1000 秒或更短），这说明 CS 只可能在内彗发中形成。通常认为在离彗核 1AU 处 CS 的寿命大约为 10^5 秒（Jackson *et al.* 1982），但 Snyder 等（2001）对海尔－波普彗星中 CS 观测资料的分析得到的 CS 寿命要小一个量级（~10^4 秒）。因此为了得到相应的观测流量，彗星中的 CS 相对丰度可能比以前认为的要高。

4.4.2.5 CS 与 $C^{34}S$ 转动跃迁谱线静止频率的精确测定

最近几年天文学家们渐渐意识到进一步提高分子谱线跃迁频率精度的必要性。例如，为了研究分子云核中分子气体的下落或塌缩等运动，通常需要确定很小的速度移动（约 0.05 km s^{-1}，或约 16.7 kHz 在 3mm 波段），而过去的实验室频率测定精度（约 30 kHz）明显不够。这会给解释观测到的速度移动带来很大的不确定性[Lee, Myers 和 Tafalla（1999）]。最近 Gottlieb 等（2003）在实验室里对 CS 和 $C^{34}S$ 的 96GHz（$J = 2 \rightarrow 1$）到 500GHz（$J = 10 \rightarrow 9$）的（亚）毫米波段转动跃迁频率进行了更为精确的测定（精确到几个 kHz）。结合 Ahrens 和 Winnewisser（1999）在亚毫米波段的测量，目前 CS 和 $C^{34}S$ 的整个转动谱的静止频率测量精度已能达到亿分之一（若静止频率<500GHz）到亿分之五（若静止频率约为 1000GHz）。完全可以满足各类天文研究的需要。表 4.6 中的频率即取自 Gottlieb 等（2003）的结果。表中给出了 CS 分子各转动跃迁的频率、上能级能量 E_{up}、爱因斯坦 A 系数和临界密度 n_{crit}。

表 4.6 CS 转动跃迁谱线的主要特征

谱线跃迁	频率（GHz）(JPL 表)	频率（GHz）(Gottlieb,2003)	E_{up}（K）	A_{ul}（s^{-1}）	n_{crit}（cm^{-3}）(T=10K)
CS J=1→0	48.990964	48.9909557(1)	2.4	1.8×10^{-6}	4.6×10^{4}
CS J=2→1	97.980968	97.980953(1)	7.1	2.2×10^{-5}	3.0×10^{5}
CS J=3→2	146.969049	146.969026(1)	14.2	6.1×10^{-5}	1.3×10^{5}
CS J=5→4	244.935606	244.935556(1)	33.9	2.9×10^{-4}	8.8×10^{6}
CS J=7→6	342.8830000	342.882855(1)	66	1.8×10^{-6}	2.8×10^{7}

4.4.2.6 振动激发态的 CS 转动跃迁谱线

振动激发的转动跃迁谱所示踪的区域通常具有较高的温度和密度（可能和激波成协）或者被强的红外场照亮。只有非常靠近原恒星或年轻星的较致密的区域才能满足这种振动激发所需的条件，因此处于振动激发态的星际分子在（亚）毫米波段的转动跃迁是研究晚型星及嵌埋红外源附近物理环境的理想探针。星际介质中振动激发态（v=1）的 CS 多条转动跃迁谱线（见图 4.26 的能级示意图）已先后在富碳晚型星 IRC+10216 的包层中（J = 2→1、5→4，Turner 1987; J = 3→2、6→5、7→6，Highberger 等 2000）以及蛇夫座的年轻星天体 IRAS16293-2422（J = 10→9、7→6，Walker, Maloney 和 Serabyn 1994）中被探测到。IRC+10216 中的观测表明 CS 分子发射来自离星很近的区域，且相对丰度颇高（[CS]/[H_2]约为 10^{-5}），这表明 CS 分子在该天体中扮演着“母分子”（原始分子）的角色。而 IRAS16293-2422 中的观测表明 CS 发射来自高温（T>1000K）、高密（n>10^{11}～10^{12} cm^{-3}）的气体。原恒星吸积盘中的自引力不稳定性很有可能是产生这些振动激发态 CS 分子谱线的真正起源。

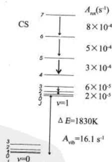


图 4.26 振动激发态（v =1）的 CS 转动跃迁能级示意图及相应跃迁的爱因斯坦 A 系数（取自 Highberger *et al.* 2000）

4.4.3 HCO^+的转动线

4.4.3.1 星际离子分子 HCO^+的形成

星际 HCO^+分子的发现要追溯到 1970 年，当时 Snyder 和 Buhl 用 NRAO-11 米射电望远镜观测到一条静止频率在 89.190 GHz 的未经证认的星际发射线。之后不久，Klemperer 初步证认该发射线来自 HCO^+分子，因为计算表明 HCO^+的最低转动跃迁的频率与这条未证认线的频率相当接近(在 60MHz 范围内；Klemperer 1970)。Klemperer 同时还估算了 $H^{13}CO^+$的最低转动跃迁频率（86.708 GHz）。后来 Snyder 等人（1975）也确实观测到了一条频率（86.754 GHz）非常接近的星际发射线，于是便归纳所有证据支持 Klemperer 的推测。然而，该星际发射谱线的最确实的证认还是 Woods 等人（1975）在实验室里精确地测定了 HCO^+的相应跃迁频率（89.188545 GHz）之后才得以实现。

HCO^+是一个非常有趣的线性离子分子，它是为数不多的几个能在暗云中观测到的离子分子之一，而且它也是被广泛用作研究分子云塌缩的示踪分子之一（如 Gregersen 等 1997）。星际分子云中 HCO^+的存在也证明了离子—分子反应的重要性，尤其是 H_3^+对 CO 的质子化过程（Herbst & Klemperer 1973)。Dalgarno 和 Lepp（1984）利用模型预言 HCO^+为暗云中丰度最高的离子分子，从而确定了 HCO^+的化学意义。事实上他们的模型还表明在分子云核的最深层（最暗、最冷)，HCO^+可能是主要的电离态示踪器，因此它可以提供关于总电离程度的信息（Guélin 等 1977; Guélin, Langer & Wilson 1982)。最近吸收线的观测（Liszt & Lucas 1996; Lucas & Liszt 1996）表明 HCO^+广泛存在于弥漫的星际介质中，且在那种环境下其生成可能与 CH^+密切相关。总之，HCO^+分子谱线的观测对我们了解星际介质中各种物理状态下的离子与中性粒子的化学反应过程非常重要。另外，HCO^+也是其他分子最重要的破坏者（Rawling *et al.* 2000)。

星际 HCO^+只能通过气相反应形成，主要的相关化学反应有：



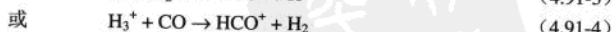
$$C^+ + OH \rightarrow CO^+ + H \quad (4.91\text{-}1)$$



$$CO^+ + H_2 \rightarrow HCO^+ + H \quad (4.91\text{-}2)$$



$$C^+ + H_2O \rightarrow HCO^+ + H \quad (4.91\text{-}3)$$



或 $$H_3^+ + CO \rightarrow HCO^+ + H_2 \quad (4.91\text{-}4)$$



$$N_2^+ + CO \rightarrow HCO^+ + N_2 \quad (4.91\text{-}5)$$

也即主要通过 CO 和一个质子化的分子之间的离子—分子反应形成。同时

HCO^+也可以通过 H_2CO 或 CH_3OH 等的光致离解过程有效地形成。但是HCO^+不稳定，它很容易离解



$$HCO^+ + e \rightarrow H + CO \qquad (4.92)$$

Turner（1995）认为在弥漫云中 CO 和 HCO^+是通过上述化学反应网络形成的，而在稠密云中，基本上所有的自由 C 都是以 CO 的形式存在，HCO^+则是通过 CO 与 H_3^+的反应[即（4.91-4）式]生成，CO 分子是通过光致电离被破坏的。后来稠密云中探测到 H_3^+进一步支持 Turner 的这一观点，因此现在普遍认为恒星形成区中的 HCO^+主要是通过（4.91-4）式的反应形成的。总之 HCO^+的形成与 CO 密切相关。然而由于 HCO^+的偶极矩较大，因此它一般示踪密度较高的气体。HCO^+可以和很多分子反应（Herbst and Klemperer 1973），但是它的密度主要受离解复合限制。

HCO^+在冲击波区域会有明显的增丰，因此可以通过观测 HCO^+研究这些冲击波区域的物理和化学性质。这一点也不难理解，因为冲击波可以使原本吸附在尘埃表面的冰幔释放出来，也即从固态升华为气态。而我们知道冰幔的主要成分是那些饱和的稳定分子如简单分子 H_2O、CO 和 CH_4 等或稍复杂分子 H_2CO 和 CH_3OH 等。这些分子的气相突然增丰会加剧化学反应，从而使 HCO^+的丰度明显增加。

4.4.3.2 分子云核中 HCO^+及其同位素分子谱线的观测特征

(1) 作为高密度气体探针。

HCO^+的同位素分子 $H^{13}CO^+$的转动跃迁通常为光学薄的，而且 $H^{13}CO^+$（1→0）能示踪较高的密度（约 $10^5 \sim 10^6\ cm^{-3}$），因此常被用来搜寻稠密凝聚核。在小质量恒星形成区，用 NRO-45 米毫米波射电望远镜在金牛座暗云复合体中所进行的 $H^{13}CO^+$（1→0）成像巡测共探测到了 55 个 $H^{13}CO^+$核，其中 44 个为无星核（Mizuno 等 1994;Onishi 等 2002）。这些小（半径 ≤0.1pc）而密（≥$10^5\ cm^{-3}$）的无星核极有可能是即将形成恒星的原恒星核。统计分析还表明这些核的寿命约为 4×10^5 年，比它们的自由下落时标长好几倍。另外，比起较低密度（<$10^4\ cm^{-3}$）的分子云或云核的质量谱（$dN/dM \propto M^{-1.5\sim-1.7}$），这些无星核的质量谱较陡（$dN/dM \propto M^{-2.5}$；$3.5\,M_\odot < M < 20.1\,M_\odot$），谱指数接近恒星初始质量函数（IMF）在大于 1 $M_\odot$ 的值 2.3±0.7（Kroupa 2001；Scalo 1998）。在其他如 ρ Ophiuchus 和 Serpense 等恒星形成区域的尘埃连续谱的相关研究也得到类似的谱指数（Motte 等 1998；Testi & Sargent 1998）。研究还表明，如果假设均匀的恒星形成效率，则稠密凝聚核 IMF 与恒星 IMF 的整体形状也很类似，这可能暗示我们造成

观测到的恒星的 IMF 的内在原因可能是由从密度较低的核（如 $C^{18}O$ 核）碎裂成更稠密的凝聚核的过程。但是关于暗云中 $H^{13}CO^+$观测资料的分析，我们还需要考虑该分子的转动谱线尤其是 $J = 1 \rightarrow 0$ 跃迁的超精细结构（见后面讨论）。

而在大质量恒星形成区，具有类似的空间线尺度分辨率的稠密核大尺度完备搜寻非常困难。因为即使是最近的大质量恒星形成区——猎户座巨分子云，其距离（450pc）也是金牛座分子云（140pc）的 3 倍多。同样是利用 NRO-45 米望远镜对猎户座巨分子云中的 OMC2/3 区域的 $H^{13}CO^+$成像观测发现了 18 个稠密核，其中一些与（亚）毫米波连续谱源成协（图 4.27；Aso *et al.* 2000）。这些稠密核中的 $H^{13}CO^+$谱线线宽普遍比金牛座分子云稠密核中的宽，这与 NH_3(Harju 等 1991)和 CS(Tatematsu *et al.* 1993）的观测结果是一致的。

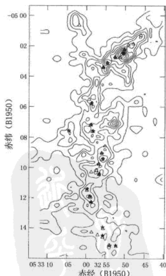


图 4.27　OMC2/3 分子云中的 $H^{13}CO^+$（1→0）积分强度分布。图中★和△标出的是(亚)毫米波尘埃连续谱源的位置(取自 Aso *et al.* 2000)

（2）作为搜寻分子气体塌缩证据的探针。

谱线轮廓是研究分子云稠密核塌缩包层中的物理与化学过程的强有力的工具（Rawlings 等.1992）。对相对孤立的 Bok 小球状体 B335 所进行的 HCO^+、CS 和 H_2CO 等分子谱线轮廓的系统研究（Zhou 等 1993; Choi 等 1995; Gregersen 等 1997; Mardones *et al.*1997; Evans 等 2005）充分证明了恒星形成早期的塌缩运动。适合此类研究的分子谱线要满足下列要求：塌缩包层中该分子的相对丰度要足够高；谱线光深足够大；谱线跃迁的临界密度要适合研究下落气体。B335 中 HCO^+（3→2）谱线线心部分比起 CS 和 H_2CO 来有更深的自吸收（Evans，Rawling & Choi 2005），说明 HCO^+谱线比其他两条谱线更不透明。因此后来常用光学厚的 HCO^+（3→2）和光学薄的 $H^{13}CO^+$（3→2）来搜寻分子云核中的分子气体塌缩特征。综合利用单天线和干涉阵对金牛座分子云中一些明确较演化了的嵌埋天体的 HCO^+和 CS 等的系统研究（Moriarty-Schieven 等 1995; Ohashi 等 1991,1996; Hogerheijde 等 1997，1998）表明 HCO^+是研究塌缩包层结构和质量等的理想探针分子，而且即使是在稠密核最内部的区域 HCO^+的丰度也发现没有明显的降低。Gregerson 等人（1997）用 HCO^+和 $H^{13}CO^+$（3→2）、（4→3）在 23 个 Class-0 源中发现由 9 个呈现出“蓝不对称性”的谱线轮廓，并最终认证了 6 个为由塌缩特征的候选体。后来又在 16 个 Class-1 源的 8 个中（Gregersen 等人 2000）以及 17 个 Class-1 核（有亚毫米波辐射的无星核）的 6 个中观测到类似的谱线塌缩特征（Gregersen & Evans 2000，2001）。图 4.28 给出的是利用模型分析了 HCO^+谱线轮廓的演化过程（Gregersen 等 1997）。其他同位素分子谱线的观测还包括 Lee 等（2004）对 94 个无星核的进行了 CS（3→2）和 DCO^+（2→1）的巡测。他们在 84 个源中探测到 DCO^+（2→1）谱线，尽管 DCO^+（2→1）通常为光学薄，但还是在 8 个源的 DCO^+（2→1）中发现“蓝不对称性”谱线轮廓。

（3）作为分子气体外流的探针。

前面已经提到 HCO^+在外流、喷流等可能产生激波的区域丰度会明显增加，因此也常被用来示踪外流气体。在分子外流区域，HCO^+的丰度比一般暗云中的值高出至少一个量级。如 B335 中的 HCO^+相对丰度约为 4×10^{-8}，而一个较冷的（T 约为 10K）宁静的暗云（n 约为 $10^4\ cm^{-3}$）的 HCO^+相对丰度则约为 3×10^{-9}（van Dishoeck 1998）。Hogerheijde 等（1998）用高空间分辨率的干涉阵在 L1527 中观测到的蝴蝶状 HCO^+发射（图 4.29 中的阴影部分），被很好地解释为分子外流气体与周围气体的相互作用界

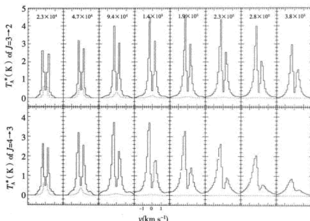


图 4.28 模型计算的 HCO^+(3→2)和(4→3)谱线轮廓的演化过程。对应的演化时间标于谱线上方（取自 Gregersen 等 1997）

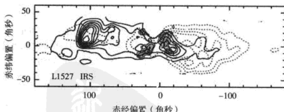


图 4.29 小质量无星暗云核 L1527 中的用 OVRO 观测的 HCO^+（1→0）（阴影部分）和用 JCMT-15 米观测的 CO（3→2）外流（实现：蓝移瓣；虚线：红移瓣）积分强度图（取自 Hogerheijde 等 1998 图 11）

面上的 HCO^+增丰（Rawlings 等 2004）。

例如，在上面提到的 Aso 等（2000）的工作中，他们对 OMC2/3 的 HCO^+（1→0）成像在该区域功观测到了 8 个分子外向流。HCO^+谱线的线翼通常比 CO 谱线的线翼窄，但其低速外向流线翼部分的光深小于 CO 谱

线的光深，因此利用 HCO^+谱线观测到的分子外流可以示踪 CO 谱线所无法看到的低速外流气体，而这些低速外流气体质量可能占全部外流质量的很大一部分（例如 Mao 等 2002）。更有趣的是有时 HCO^+所观测到的分子外流与 CO 分子外流并非同一个外流，如在 IRAS20126+4104 中的 CO 外流与 HCO^+外流有着明显不同的位置角，其中 HCO^+外流与该区域 S 形 H_2 喷流的中心部分的位置角吻合，而 CO 外流则与 H_2 喷流的外部位置角相当（见图 4.30；Cesaroni 等 1997; Shepherd 等 2000）。二者有可能是同一个驱动源不同时刻喷发出的两个外流，也有可能是由不同的激发源驱动的两个完全不同的外流。

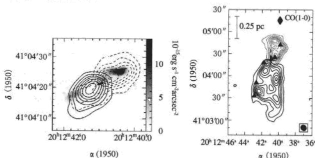


图 4.30 大质量原恒星 IRAS20126+4104 中用 PdBI 观测的 HCO^+（1→0）外流（左图；取自 Cesaroni 等 1997）与用 OVRO 观测的 CO（1→0）外流（右图；取自 Shepherd 等 2000）。左图中的灰度图表示近红外 H_2 发射，右图中的三角表示近红外 H_2 发射结的位置，"+" 表示 3mm 连续谱源的位置，♦表示 H_α和[SII]发射结的位置

4.4.3.3 彗星中的 HCO^+

尽管 HCO^+在分子云甚至弥漫云中都无处不在，然而在彗星中探测到 HCO^+分子还是最近的事。1997 年 2 月 Veal 等人（1997）在海尔-波普（Hale-Bopp）彗星中首次观测到彗星环境中的 HCO^+（1→0）转动谱线。随后又在同一颗彗星中观测到了 HCO^+（2→1）、（3→2）和（4→3）等其他高转动跃迁（Narayanan 等 1997; Lis 等 1999; Milam, S.N.等 2004）。通过转动图的方法确定的该彗星中当时的 HCO^+谱线发射的转动温度约为 7K，总的柱密度为 $N_{tot}(HCO^+)=1.1\times10^{12}cm^{-2}$，而相应的平均数密度为 $36cm^{-3}$。除了分子谱线的探测之外，还对海尔—波普彗星进行了 HCO^+分

子谱线的成像。如 Lovell 等（1998）在 1997 年 3 月（该彗星在 1997 年 1～5 月较明亮）用 FCRAO-14 米天线所做的 HCO^+（1→0）成像发现 HCO^+ 强度分布在彗核位置的一个低谷，一个围绕彗核的不对称环以及一个背离太阳的方向的强峰。HCO^+强度有明显的时变且分布较为延展，甚至在离彗核 50000～300000 千米的地方都可探测到。几乎同时 Wolmack 等（1999）用 NRAO-12 米也观测到类似的 HCO^+（1→0）强度分布。然而两个月后 Wright 等（1998）用 BIMA 毫米波干涉阵所做的高分辨 HCO^+观测并未发现任何中央低谷，表明 HCO^+的分布的时变特点。Milam 等（2004）的多跃迁谱线分析表明 HCO^+ 是从彗核的冰幔中直接产生的母分子。它在外彗发中的主要形成途径是 $CO^+ + H_2 \rightarrow HCO^+ + H$[即本节开始提到的反应式（4.91-2）]，因为这种环境下的 H_2O 几乎都被光致电离了。

4.4.3.4 用 DCO^+/HCO^+估计分子云核中的电离度

稠密云核中的电离度是一个基本物理量。它决定了磁场与气体耦合的效率，并最终调控恒星形成率。这主要归功于双极扩散过程（在电离度较低的稠密云核中的离子被磁冻结到磁力线上从而受到磁场的支撑。而中性粒子不直接受磁场的作用，而且由于离子数较少使得中性粒子与离子的碰撞几率也较低，因此中性粒子无法与磁场充分耦合。但如果磁场足够强，磁场就可以拖曳离子穿过中性粒子，从而产生摩擦阻力来抗衡自引力而得以支撑。这种中性粒子相对于磁场和带电粒子的滑移就叫双极扩散过程。扩散速度可以表示为 $v_{AD} \propto B^2/\chi_e$，$B$ 为磁场强度）。双极扩散的时标约为 $2.5\times10^{13}\chi(e)$年[其中$\chi(e) = n(e)/n(H_2)$是电离度或相对电子密度；在稠密云核中通常$\leqslant 10^{-7}$]，是云核自由下落时标[约为 $4\times10^7 \cdot (n_H)^{-1/2}$ 年；稠密云核中 n_H 约为 $10^5 cm^{-3}$]的几倍（Spitzer 1978; Shu, Adams & Lizano 1987）。很显然双极扩散与自由下落时标的比值依赖于云核中的电离度。可见从观测上确定云核的电离度是相当有意义的。HCO^+及其氘化同位素 HDO^+分子谱线的观测可以提供这方面的信息（Dalgarno & Lepp 1984; Caselli 等 1998; Williams 等 1998）。其基本思想如下：星际分子的氘化是一个比较缓慢的过程，因为氘化的分子很容易受到电子的复合而被破坏。于是星际介质中的氘化程度就可以作为其电离度的一种衡量。稠密分子云中观测到的较高的氘化程度（是通常星际氘相对丰度[D/H]=1.5×10^{-5} 的 1000～10000 倍）说明那里的电子复合效率不高，也就是说电离程度较低。由于 HCO^+及其氘化分子 HDO^+只通过气相反应直接形成，而且形成过程较为简单，因此常被用来估计电离度。利用一个简单的稳态化学模型可以容易地得到

丰度比[DCO^+]/[HCO^+]与电离度成反比（Caselii 2002），因此可以用观测到的柱密度比 N(DCO^+)/N(HCO^+)去估计电离度。当然，要精确估计电离度还需要考虑分子气体亏损（depletion）和详细的化学模型等，是一个比较复杂的过程。在考虑了具体的化学模型（包括分子气体亏损）后得到的电离度的典型值为：①低质量核（$n(H_2)$约为 $10^4\,cm^{-3}$）中的 $10^{-8\sim-6}$（Caselli 等 1998）或 $10^{-7.5\sim-6.5}$（Williams 等 1998）；②较大质量的核[$n(H_2)$约为 $10^5\,cm^{-3}$]中的 $10^{-7.3\sim-6.9}$（Bergin 等 1999）；③更大质量的核[$n(H_2)$约为 $10^6\,cm^{-3}$]中的$<10^{-8}$（de Boisanger 等 1996）。不过更进一步的研究表明（Caselli 2002），这种用 N(DCO^+)/N(HCO^+)估计电离度的方法只适用于 CO 气体亏损不显著的区域，也就是说稠密核的外表层区域。要估计云核深处的电离度，有必要观测那些不受亏损（depletion）影响的离子分子如 N_2H^+及其氘化分子 N_2D^+。

4.4.3.5 DCO^+和 $H^{13}CO^+$的超精细结构线

最近在金牛座分子云中的一个无星核 L1512 中分别观测到了 DCO^+和 $H^{13}CO^+$（1→0）的超精细结构（见图 4.31；Caselli & Dore 2005; Schmid-Burgk 等 2004）。当一个分子中有一个或多个核子的自旋 $I\geqslant1$ 时，核子的电四极矩会与分子中核子周围存在的电场梯度相互作用使得相应的转动跃迁谱产生超精细结构劈裂。这类劈裂通常可以由试验室频谱分析所分辨，而且对一些较低能级的转动跃迁甚至可以由天文观测分辨。DCO^+中氘核自旋为 1，因此其转动跃迁可以产生 $F'\to F$=1→1、2→1、0→1 的精细结构劈裂(见图 4.31)。如果不考虑超精细结构劈裂，L1512 中的 DCO^+（1→0）的谱线线宽会被高估至少 2 倍（Caselli & Dore 2005）。当一个分子中有一个或多个核子的自旋 $I\geqslant1/2$ 时，会出现另一种超精细结构劈裂，即核子的磁自旋角动量会与转动角动量耦合产生能级劈裂。核子自旋 I = 1/2 会使每一个 $J>0$ 的转动能级劈裂为两个能级。HCO^+和 $HC^{18}O^+$的情况较为简单，因为只有 H 核有非零的自旋 I = 1/2，此时的角动量耦合为 $\boldsymbol{J}+\boldsymbol{I}_H=\boldsymbol{F}$。$HC^{18}O^+$(1→0)的两条超精细结构线强度比为 2∶1，间距约 8kHz。而 $H^{13}CO^+$中的 H 和 ^{13}C 的自旋均为 1/2，而且 ^{13}C 核的自旋－转动常数比 H 核的大，此时的角动量耦合为 $\boldsymbol{J}+\boldsymbol{I}_C=\boldsymbol{F}_C$; $\boldsymbol{F}_C+\boldsymbol{I}_H=\boldsymbol{F}$。另外还需考虑 H 核与 ^{13}C 核之间的耦合。如果考虑谱线线宽为 2 kHz $\leqslant\Delta\nu<<$ 40 kHz，则六条 $H^{13}CO^+$超精细结构线由于彼此重叠而形成强度比为 3∶1 而间隔为 39.8 kHz 的两组主要分量。从 L1512 的 $H^{13}CO^+$（1→0）观测得到的超精细结构劈裂的平均值为 38.5 kHz（或 0.133 km s^{-1}），与理论计算的结果吻

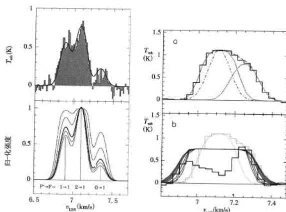


图 4.31 用 IRAM-30 米射电望远镜在金牛座分子云中无星暗云核 L1512 中观测到的 DCO^+（1→0）（左图；Caselli 和 Dore 2005）和 $H^{13}CO^+$（1→0）（右图；Schmidt-Burgk 等 2004）超精细结构线。左上图中阴影部分表示观测的 DCO^+（1→0）谱线轮廓，这是第一次观测到由氘核电四极矩引起得超精细结构谱线。光滑曲线表示对超精细结构谱的拟合结果。左下图为对相同激发温度 T_{ex} = 4K 和内秉线宽 Δv=0.15kms^{-1}，但不同的总光深 τ_{tot} = 0.1,1,2,5,10 下的模拟谱线，其中深黑线表示 τ_{tot}=2，也即 L1512 中的观测值。三条竖线标出了超精细结构谱的位置。右上图中直方线表示观测到的 $H^{13}CO^+$（1→0）谱线轮廓。点线表示对超精细结构分量的拟合结果，而点划线则表示经过光深改正的主分量的内秉线宽。右下图中深黑色直方线表示在同一位置观测到的 $H^{12}CO^+$（3→2）谱线轮廓。点线和光滑曲线表示在简单的 LTE 假设下从 $H^{13}CO^+$（1→0）（浅黑色直方线）推算出的 $H^{12}CO^+$（3→2）谱线轮廓（详见 Schmidt-Burgk 等 2004）

合的非常好（Schmid-Burgk 等 2004）。这就解释了在像 L1512 这类无星核中，为什么 $H^{13}CO^+$（1→0）总比其他分子谱线宽很多。同时值得注意的是，L1512 中观测到的 $H^{13}CO^+$（1→0）是光学厚的。在考虑了超精细结构劈裂以及光深修正后，$H^{13}CO^+$（1→0）的谱线线宽与其他分子谱线非常一致。那么考虑了 $H^{13}CO^+$的超精细结构谱之后，对我们之前通过 $H^{13}CO^+$（1→0）观测所得到的一些结论有什么影响呢？对于大质量恒星形成区的稠密核，一般其分子谱线的线宽较宽，通常大于其热宽度，因此上面提到的超精细结构对分析结果不会有太大影响。然而，对小质量恒星的前身天

体——小质量无星核而言，典型的温度约为 10K，光学薄时的谱线宽度大约为其热宽度的 2 倍（Caselli 等 2002）。也就是说对分子权重为 A_x 温度为 T 的分子气体，观测到的线宽为 $\Delta v_{obs} \approx 2\times\Delta v_T \approx 0.3\ (T/10K)^{1/2}\ (A_X/30amu)^{-1/2}\ km\ s^{-1}$。而上述 $H^{13}CO^+$（1→0）超精细结构劈裂与这类无星核中的热宽度相当。这在利用谱线轮廓研究分子气体下落时就显得很重要，因为这类研究通常需要确定很小（约为 0.05 $km\ s^{-1}$，或约为 16.7 kHz 在 3mm 波段）的速度移动（例如 Lee, Myers 和 Tafalla 1999）。例如在一个正在塌缩的稠密无星核 L1544 中，Caselli 等（2002）观测了 HCO^+的五个同位素分子并给出了尘埃连续谱峰值位置的高频谱分辨率谱线轮廓。他们注意到 $H^{13}CO^+$（1→0）谱线轮廓明显宽于其他几条同位素分子谱线。然而，在考虑了上述超精细结构后，L1544 中的 $H^{13}CO^+$（1→0）谱线轮廓便不再特殊了。Schmid-Burgk 等（2004）还进一步重新计算了 $H^{13}CO^+$（1→0）到（4→3）和 $HC^{18}O^+$（1→0）的静止频率并重新确定了 $H^{13}CO^+$（1→0）的分子常数。当然对于更高能级的跃迁，这种超精细结构谱线就很难分辨了，因为同样的频率间隔对应的速度宽度随谱线静止频率增高而变小。

4.4.4 CH_3CN 的转动谱线系

甲基氰分子(CH_3CN)是一个对称陀螺分子，其转动常数为 A=158.099GHz，$B = C$ = 9.1989GHz，偶极矩为 μ = 3.922Debye（Pickett *et al.* 2000）。在附录 A.5.2 中给出了刚性长对称陀螺分子（$A>B$）的转动能级为

$$E(J_K) = BJ(J+1) + (A-B)K^2$$

事实上，分子不可能是完全刚性的，因而对称陀螺分子的转动能级可进一步精确为：

$$E(J_K) = BJ(J+1) + (A-B)K^2 - D_{JK}J(J+1)K^2 - D_J J^2(J+1)^2 - D_K K^4 \quad (4.93)$$

式中 D_{JK}, D_J, D_K 为离心常数，它们的值与 A、B 相比是个小量。对跃迁 $J_K \to (J-1)_K$，其频率为：

$$\nu(J_K \to (J-1)_K) = 2BJ - 2D_{JK}JK^2 - 4D_J J^3 \quad (4.94)$$

上式可以看出，对相同的 $J \to J-1$ 的转动跃迁，不同的 K 值给出了频率较近的谱线系，可以同时同地用同一个望远镜同一个谱线窗口进行观测，另一方面，CH_3CN 有较强的偶极矩，因而它是高密度分子云核的良好探针。由于用同一个望远镜同时观测可以得到一个谱线系，也削弱了各条谱线间相对谱线强度的校准不确定性。通过对同一个转动跃迁观测得到

的谱线系，计算出不同 K 值对应能级上的分子柱密度，从而得到分子云的物理量(Pankonin *et al.* 2001; Remijan *et al.* 2004)。到目前为止，星际空间已经探测到数百条 CH_3CN 的振动基态和激发态的转动跃迁微波谱线（Lovas 2004）。

要对 CH_3CN 作细致的辐射转移统计平衡计算，CH_3CN-H_2 的含超精细能级的碰撞跃迁速率系数是必须的数据。而 1995 年当时并无理论计算数据可供参考，裴春传与曾琴根据天体物理研究的需要开展了此项理论计算（裴春传与曾琴 1995a、b、c）。同年他们完成了对 Orion KL 的 CH_3CN 作细致的辐射转移统计平衡计算的尝试（Zeng & Pei 1995，曾琴与裴春传 1996，Zeng & Pei 1996）。

W51 是离我们 7.5 kpc 处于人马座上的巨分子云复合体。在它的中心区的 1 角分范围内有三个较大的分子云核(Rudolph *et al.* 1990; Zhang *et al.* 1998; Pei *et al.* 2001；2005)，这些核的温度较高并有较高的分子柱密度，大质量恒星正在这些致密的热分子云核中形成，它是研究大质量分子云核坍缩的良好区域。

下面给出用美国 BIMA(Berkeley-Illinois-Maryland Association)毫米波射电干涉阵对 W51 云核进行的 CH_3CN ($J = 6 \rightarrow 5$, $K = 0,1,2,3,4$)及 2.7 毫米连续谱的成图观测结果。根据观测谱线的强度，计算了 W51 云核的不同区域的 CH_3CN 的总柱密度和丰度(Pei *et al.* 2005)。

所观测分子的跃迁量子数、静止频率、上能级能量和线强度列于表 4.7(Pickett *et al.* 2000; Turner 1991)。

表4.7　对W51云核观测的CH_3CN参数

分子	跃迁量子数 $J_k \rightarrow J'_{k'}$	静止频率 ν (GHz)	上能级能量 E_u (K)	线强度 $S_{ul}\mu^2$ (debye^2)
CH_3CN	$6_0 \rightarrow 5_0$	110.38352	18.542	92.291
CH_3CN	$6_1 \rightarrow 5_1$	110.38138	25.687	89.727
CH_3CN	$6_2 \rightarrow 5_2$	110.37505	47.123	82.037
CH_3CN	$6_3 \rightarrow 5_3$	110.36447	82.843	69.219
CH_3CN	$6_4 \rightarrow 5_4$	110.34966	132.839	51.273

图 4.32 给出了 W51 云核的成图，(a) 频率 110GHz（波长 2.7 毫米）的连续谱成图，(b) CH_3CN ($J_K = 6_3 \rightarrow 5_3$) 发射谱线成图，等高线的强度为 –0.3, 0.3, 0.6, 0.9, 1.2, 1.8, 2.4, 3, 3.6 和 4.8 Jy beam^{-1}。成图的中心点为

R.A.(2000.0) =19：23：41.9，DEC.(2000.0) =14：30：36.2，每个像素间的间距为 1 角秒。在图 4.32（a）中标出了致密 HⅡ区的 e1，e2，IRS1 和 IRS2 的位置。CH_3CN $J = 6 \rightarrow 5$ 的其他发射线（包括 $K = 0$，1，2，4）的成图区域与图 4.32（b）的 $K = 3$ 的区域相同，没有在图 4.32 中给出。比较图 4.32（b）与图 4.32（a），可以看出 CH_3CN 主要分部在 W51e1、W51 e2 和 W51IRS2 区域，而 W51IRS1 区域并没有探测到发射，且发射的最强点与连续源的最强点有较小的位置偏差。图 4.33 给出了 $CH_3CN(J=6\rightarrow5)$ 的谱线轮廓图，(a)、(b) 和 (c) 图分别对应于 W51 e1、W51 e2 和 W51 IRS2 核。

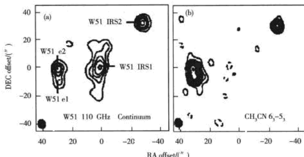


图 4.32 W51 的 110GHz 的连续谱及 CH_3CN $J_K = 6_3 \rightarrow 5_3$ 分子谱线在 57 km s^{-1} 处的成图

下面以CH_3CN $J_K = 6_3 \rightarrow 5_3$谱线为例，计算W51各分子云核的$CH_3CN$分子总柱密度。$CH_3CN$ $J_K = 6_3 \rightarrow 5_3$谱线的中心速度和积分强度 $W = \int I_v \mathrm{d}v$ 列在表4.8。设CH_3CN分子处于局部热平衡（LTE）状态，且分子谱线属于光学薄跃迁，借助于4.2节描述的局部热平衡的转动图方法,可以利用下面的公式(Pei *et al.* 2000 & 2005)计算出对应跃迁的上能级的粒子数柱密度：

$$\frac{N_u}{g_u} = \frac{2.04W}{\theta_a \theta_b} \times \frac{1}{\langle S\mu^2 \rangle v^3} \times 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-2} \tag{4.95}$$

根据Boltzmann粒子数分布，上能级的粒子数密度与总的粒子数密度之间的关系为：

$$\frac{N_u}{g_u} = \frac{N_T}{Q_{rot}} \exp\left(-\frac{E_u}{T_{rot}}\right) \tag{4.96}$$

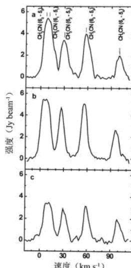


图 4.33 $CH_3CN\ J_K=6\rightarrow5$ 位于W51 e1, W51 e2和W51 IRS2处的谱线

这样就很容易得到总的粒子数密度的波束平均值与谱线积分强度的关系：

$$N_T=\frac{2.04W}{\theta_a\theta_b}\times\frac{Q_{\rm rot}\exp(E_u/T_{\rm rot})}{\langle S\mu^2\rangle\nu^3}\times10^{20}\,{\rm cm}^{-2} \tag{4.97}$$

式中

$$Q_{\rm rot}({\rm CH_3CN})=\frac{2}{3}\times\sqrt{\frac{\pi(kT_{\rm rot})^3}{h^3ABC}}=0.9717\times T_{\rm rot}^{1.5} \tag{4.98}$$

在上述方程和表格中，ν是分子谱线跃迁的静止频率、单位为GHz，θ_a 和 θ_b是二维高斯波束的半极大处的全宽（FWHM）、单位为角秒，E_u是对应分子谱线跃迁的上能级能量、单位为K。$\langle S\mu^2\rangle$对应分子谱线的总转动线强度、单位为debye^2，W是跃迁谱线的积分强度、单位为Jy beam^{-1} km s^{-1}，g_u是对应分子谱线跃迁的上能级转动简并度，$Q_{\rm rot}$是配分函数。公式（4.98）中的A，B，C为各分子的转动常数。根据Zhang *et al.*(1998)的结果，W51分子云核的分子转动温度为$T_{\rm rot}$=150K。这里需要指出的是，也可以直接用

CH_3CN的多条谱线来计算，具体计算方法在下节讲星际甲醇分子时介绍，也可以阅读有关文献，如Remijan *et al.*(2004)。利用以上公式及各表中的参数，就可以计算出对应各分子云核的总的柱密度的波束平均值。再利用文献Jaffe *et al.*(1984)中给出的氢分子的柱密度为$N_T(H_2)=1\times10^{24}$ cm^{-2}，就可以计算出CH_3CN分子在W51区的不同核处的相对于氢分子的丰度。CH_3CN分子在W51不同核处的总的柱密度和丰度列于表4.8。这里必须指出的是，由于分子云核的分布不均匀，得到的值是整个波束的平均值，所以用不同波束的望远镜得到的值有小的差异。此外，由于转动温度和氢分子的柱密度对各分子云核的取值相同，对计算结果会产生一些误差。

表4.8　W51 e1，W51 e2和W51 IRS2处的CH_3CN

$J_K = 6_3\rightarrow5_3$的速度、积分强度、柱密度和丰度

	W51 e1	W51 e2	W51 IRS2
速度 ($km\ s^{-1}$)	58.6 (1.0)	55.9 (1.0)	59.6 (1.0)
积分强度 ($Jy\ beam^{-1}\ km\ s^{-1}$)	41.9 (1.1)	49.0 (1.2)	26.4 (1.0)
CH_3CN总柱密度N_T ($\times10^{15}\ cm^{-2}$)	9.5(0.3)	11.1(0.3)	6.0(0.3)
丰度X ($\times10^{-9}$)	9.5(0.3)	11.1(0.3)	6.0(0.3)

基于以上的观测和分析计算，可得到如下结论：CH_3CN 只在分子云的高密度核心区探测到。比较它们的成图与连续谱的成图可以看出星际分子 CH_3CN 在不同的核区的强度有明显不同，且计算出的 CH_3CN 分子的柱密度和丰度在各核区的值有较大差异，表明 W51 e1、W51 e2、W51 IRS2 这 3 个分子云核处于恒星形成演化的不同时代。而连续源 W51 IRS1 处没有探测到观测分子的谱线，表明它是 HⅡ区，它的连续谱是由自由－自由跃迁产生的。利用转动温度 T_{rot}=150K 和氢分子的柱密度 $N_T(H_2)=1\times10^{24}$ cm^{-2}，得到了 W51 分子云核的星际分子 CH_3CN 的柱密度 N_T 和分子丰度 X，其相当于氢分子的丰度约为 10^{-8}，与其他文献给出的值基本一致。

Sgr B2 区是银河系中最大的 HⅡ区和分子云复合体之一。Sgr B2（N）和 Sgr B2（M）连续源处于致密核中，其峰值密度分别为 1.3~1.7×10^7 和 3~9×$10^6$$cm^{-3}$。Sgr B2（N）是一个含有丰富复杂分子样品的源，Miao *et al.*（1995）在它的核心区里探测到了 CH_2CHCN、$HCOOCH_3$ 和 CH_3CH_2CN 等三种分子样品，然而在 Sgr B2（M）却都不能找到。缪妍缇等（1998）进一步报道在 Sgr B2（N）的 10″×14″ 区域里探测到 CH_3CN 分子振动激发态 v_8=1 的 6_k → 5_k 线系。CH_3CN 是一种对称陀螺分子，其最低的

振动激发态是 C-C≡N 弯曲模式 ν_8，该能级高于振动基态 364.71cm^{-1}，相当于红外线波长 27μm 或 525K (Boucher *et al.* 1980)。对于 Sgr B2(M)没有探测到高于均方根噪音的 ν_8=1 的 $6_k \to 5_k$ 线系的发射流量密度。

经粗略估计 Sgr B2（N）的振动激发温度约为 300K。该区域 ν_8=1 的 $6_k \to 5_k$ 线系的激发主要来自 FIR1 的 27 μm 辐射。对 Sgr B2（M）没能探测到这一线系，其原因可能是来自 FIR1 的 $\lambda \leqslant 100\ \mu m$ 的尘埃发射被前面的冷尘埃层所吸收。Sgr B2（N）的 H_2 密度远大于 Sgr B2（M），大致是后者的 5 倍。与 Sgr B2（M）相比，Sgr B2（N）处于一个相对早期的演化阶段。

4.4.5 CH_3OH 的转动谱线系

1970 年甲醇分子（CH_3OH）在星际空间被发现(Ball *et al.* 1970)以来，在物理界、化学界和天文界产生了浓厚的研究兴趣，越来越受人们的关注。在本书第三章中已经介绍了星际甲醇分子脉泽，本节在简介甲醇分子的分子数据后，结合观测资料介绍甲醇分子的热线或弱脉泽谱线在天体物理研究中的作用。

4.4.5.1 星际甲醇分子的分子数据的研究简介

甲醇分子是一个带有内部扭转运动的和轻微不对称的有机分子，其分子结构参数在第三章已经给出，也可参考 Pickett *et al.* (2000)。对甲醇分子的分子数据的实验研究始于 1939 年(Borden & Barker, 1939)，理论研究始于 1940 年(Koehler & Dennison)。正是由于 CH_3OH 分子带有内部扭转运动的和轻微不对称，使得它具有丰富的谱线，同时也给计算其分子数据带来了困难。简单的且有一定精度的转动能级计算公式为（Lees *et al.* 1973; Pei *et al.* 1988）：

$$
\begin{aligned}
E = {} & E^0_{T_F,V_3} + E_{rsym} + E_{rasym} + \frac{1}{2}V_6\langle K|(1-\cos 6\gamma)|K\rangle \\
& + J(J+1)[F_v\langle K|(1-\cos 3\gamma)|K\rangle + G_v\langle K|(P_\gamma^2)|K\rangle + L_v K\langle K|(P_\gamma)|K\rangle - D_{JK}K^2] \\
& - D_J J^2(J+1)^2 - D_K K^4 + k_1 K^3\langle K|(P_\gamma)|K\rangle + k_2 K^2\langle K|(P_\gamma^2)|K\rangle + k_3 K\langle K|(P_\gamma^3)|K\rangle \\
& + k_4\langle K|(P_\gamma^4)|K\rangle + k_5 K^2\langle K|(1-\cos 3\gamma)|K\rangle + k_6 K\langle K|(P_\gamma)|K\rangle \\
& + k_7\langle K|P_\gamma^2(1-\cos 3\gamma)|K\rangle
\end{aligned}
\quad (4.99)
$$

式中 V_3 和 V_6 分别为 3 重和 6 重扭转势垒，F_v，G_v，L_v，$k_{1\text{-}7}$ 为相互作用

常数，$D_{JK,J,K}$为离心扭曲常数。

对跃迁$V_t^{'},J^{'},K^{'},\sigma \rightarrow V_t^{''},J^{''},K^{''},\sigma$，其频率、线强度和 Einstein A 系数的计算公式分别为：

$$\nu(V_t',J',K',\sigma;V_t'',J'',K'',\sigma)=E(V_t',J',K',\sigma)-E(V_t'',J'',K'',\sigma)$$

$$^{x}S(V_t',J',K',\sigma;V_t'',J'',K'',\sigma)=(2J^{'}+1)\times\left|\mu_{J^{'}\leftarrow J^{'}}\right|^2\times\left|\langle V_t',J',K',\sigma\left|V_t'',J'',K'',\sigma\right.\rangle\right|^2\Big/\mu_x^2$$

$$A(V_t',J',K',\sigma;V_t'',J'',K'',\sigma)=1.1639\times10^{-11}\times\nu^3\times\mu_x^2$$
$$\times{}^{x}S(V_t',J',K',\sigma;V_t'',J'',K'',\sigma)/(2J'+1) \quad (4.100)$$

式中μ为偶极矩，单位为 Debye；ν为频率，单位为 GHz。

由于分子参数在天文研究中不可缺少，许多学者为提供分子参数做了大量工作。在 Pei 等（1988）之后，典型的甲醇分子参数计算有 Anderson *et al.*（1992）和 Xu & Lovas（1997）。随着时间推移，给出的参数越来越全面，也越来越精确。图 4.34 是 E 型 CH_3OH 分子 $J_2 \rightarrow J_1$ 转动跃迁的频率的计算值与观测值的比较（Pei *et al.* 2000）。横坐标是 CH_3OH 分子电

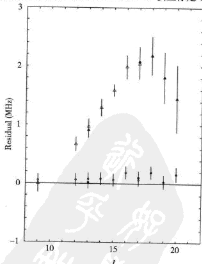


图 4.34 E 型 CH_3OH 分子 J_2-J_1 转动跃迁的频率的计算值与观测值的比较

子基态和振动基态的转动量子数 J，纵坐标是天文观测值（$J > 9$）或实验测量值（$J = 9$）减去理论预言值的频率差，单位为 MHz。图中空心三角是 Orion KL 的天文观测值（Wilson *et al.* 1996）减去 Anderson *et al.* (1992) 的理论预言值；空心圆圈是 Orion KL 的天文观测值（Wilson *et al.* 1996）减去 Xu & Lovas (1997) 的理论预言值；实心三角是 Sgr B2(N)-LMH 的天文观测值（Pei *et al.* 2000）减去 Anderson *et al.* (1992) 的理论预言值；实心圆圈是 Sgr B2(N)-LMH 的天文观测值（Pei *et al.* 2000）减去 Xu & Lovas (1997) 的理论预言值。从图中可以看出，对于高 J 能级的 E 型甲醇分子，Xu & Lovas (1997) 的理论预言值比 Anderson *et al.* (1992) 的理论预言值更接近天文观测值。

4.4.5.2 从甲醇分子谱线计算对应天区的物理量

甲醇作为最简单的有机分子之一，有丰富的谱线，也有较强的偶极矩，自 1970 Ball *et al.*在星际空间发现以来，一直被天文学家作为高密度分子云核的探针。在星际空间观测发现的甲醇分子谱线已经有数百条（Lovas 2004），仍有新的星际甲醇分子谱线被陆续发现（Wilson *et al.* 1996；Pei *et al.* 2000），对星际甲醇分子谱线的研究也有助于搜寻大的有机分子，从而对生命的起源有进一步的理解。本节将以对著名恒星形成区 Sgr B2(N)观测 E 型 CH_3OH 分子 $J_2 \to J_1$ 转动跃迁谱线为例，介绍从观测谱线计算对应天区的物理量，如速度、密度、温度。

图 4.35 给出了使用美国 BIMA 天线阵对著名恒星形成区 Sgr B2 的 31GHz 射电连续谱（a）、E 型甲醇转动跃迁（$19_2 \to 19_1$）（b），和射电复合线 H59α 成图观测。甲醇分子的其他 $J_2 \to J_1$（$J = 13, 17, 18, 20$）的成图区域与 $19_2 \to 19_1$ 的基本上一致。比较探测到的甲醇分子的区域，可以看到，甲醇分子只有在分子云核的高密度区，且在恒星形成的某个阶段探测到。图中 Sgr B2(M) 和 (S)区域没有探测到甲醇分子谱线，而 Sgr B2(N)区域探测到了，表明 Sgr B2（M）和（S）与 Sgr B2(N)处于恒星形成和演化的不同阶段。图 4.36 给出了 Sgr B2(N)区的 E 型 CH_3OH $J_k = J_2 \to J_1$ ($J = 13, 17, 18, 19, 20$)发射线在 $\alpha_{2000} = 17^h47^m19^s.79$，$\delta_{2000} = -28°22'17''.3$ 处的谱线轮廓，同时也得到了相近频率的 $NH_3(9,9)$吸收线、H59 复 α 合线。谱线的 rms 误差为 70～80 mJy beam^{-1} (约 0.7 K)。

根据以上观测结果，对谱线进行一维高斯拟合得到对应天区分子云核的速度，Sgr B2(N)区的速度为 64 km s^{-1}。按照 4.3.4 节给出的公式，可以计算出各谱线对应的高能级的甲醇分子的柱密度布居数，计算结果列于表

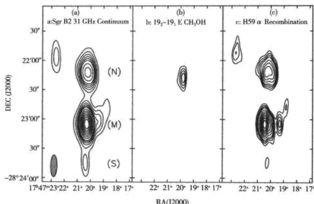


图 4.35 恒星形成区 Sgr B2 的射电连续谱（a）、E 型甲醇转动跃迁（$19_2 \rightarrow 19_1$）（b）和（c）射电复合线 H59α 成图，谱线速度为 64 km s^{-1}，连续谱和谱线的等高线强度分别为 − 0.2, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.6, 2.0, 2.4, 2.8, 3.2, 3.6 和 4.0Jy beam^{-1} 和 − 0.15, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9 和 1.0 Jy beam^{-1}。图的左下角为射束，大小为 22.″3×6.″4

4.9，表中的能级和线强度取自 Xu & Lovas (1997)。这里要注意的是上一节给出的与分子特性有关的配分函数 $Q_{\rm rot}$ 应改为：

$$Q_{\rm rot}\left(\mathrm{CH_3OH}\right)=2\times\sqrt{\frac{\pi(kT_{\rm rot})^3}{h^3ABC}}=1.2327\times T_{\rm rot}^{1.5} \tag{4.101}$$

表 4.9 Sgr B2N 区的 E 型 CH_3OH $J_k=J_2 \rightarrow J_1$ 转动跃迁参量（Pei *et al.* 2000）

转动跃迁 $J_2 \sim J_1$ E	静止频率 (GHz)	射束 (arcsec^2)	能量 E_u (K)	线强度 (debye^2)	积分线强度 W (Jy beam^{-1} km s^{-1})	柱密度 N_u ($\times 10^{13}$ cm^{-2})
$13_2 \sim 13_1$ E	27.47252(10)	24.8×7.0	233.61	14.2057	9.62(0.58)	104.1(6.4)
$17_2 \sim 17_1$ E	30.30812(10)	22.7×5.7	377.61	17.1961	4.41(0.42)	50.6(4.8)
$18_2 \sim 18_1$ E	30.85847(10)	22.4×6.5	419.40	17.3339	4.96(0.49)	50.6(5.0)
$19_2 \sim 19_1$ E	31.22674(10)	22.3×6.4	463.49	17.1684	4.27(0.52)	45.5(5.6)
$20_2 \sim 20_1$ E	31.35851(10)	22.2×6.4	509.88	16.7083	2.35(0.44)	27.1(5.0)

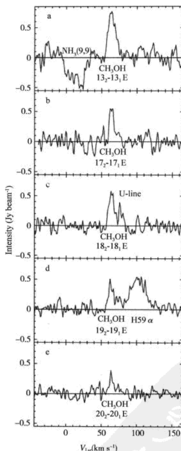


图 4.36　给出了 Sgr B2(N)区的 E 型 CH_3OH $J_k = J_2 \rightarrow J_1$ (J = 13, 17, 18, 19, 20)发射线、NH_3(9,9)吸收线、H59α 复合线在 $\alpha_{2000} = 17^h47^m19^s.79$，$\delta_{2000} = -28^\circ22'17''.3$ 处的谱线轮廓

设 CH_3OH 分子处于局部热平衡（LTE）状态，且分子谱线属于光学薄跃迁，可以根据局部热平衡的转动图法(见 4.4.2 节)得出转动温度和对应区域甲醇分子的总的柱密度。图 4.37 给出了 Sgr B2（N）核心区的 $\log\left(\frac{N_u}{g_u}\right)$ 与 E_u（单位为 K）的关系图，各点对应于 E 型 CH_3OH $J_k = J_2 \to J_1$ ($J = 13, 17, 18, 19, 20$)跃迁，实线为一次拟合曲线。根据拟合曲线的斜率可以计算出 Sgr B2（N）核心区的分子转动温度为 170K，进而可以得到甲醇分子在 Sgr B2（N）核心区的总的柱密度为 $4.2(6)\times10^{17}\,\mathrm{cm}^{-2}$。根据 Lis *et al.* (1993)给出的 Sgr B2（N）核心区的分子氢的总的柱密度约为 $10^{25}\,\mathrm{cm}^{-2}$，可以得到甲醇分子在 Sgr B2（N）核心区的丰度约为 4×10^{-8}。这里必须再次指出，观测得到的分子柱密度及分子丰度与观测所用的望远镜射束有关，特别是高密度分子探针尤为要注意。

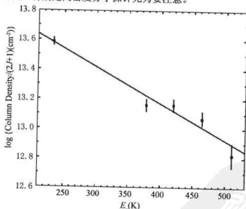


图4.37 Sgr B2（N）核心区的 $\log\left(\frac{N_u}{g_u}\right)$ 与 E_u 的关系图，各点对应于E型 CH_3OH $J_k = J_2 \to J_1$ ($J = 13, 17, 18, 19, 20$)跃迁，实线为一次拟合曲线

4.4.6 HCN 和 CN 的超精细结构线

在星际分子中，有一类分子由于原子核自旋量子数不为 0，使得转动能级发生劈裂，从而产生转动谱线的超精细结构。由于可以同时同地用同

一架望远镜观测一个超精细结构谱线系，这样可大大提高观测效率。根据不同分量的谱线强度比，可以得到更丰富的天体物理信息。典型的有超精细谱线的分子是含有氮（N）原子的分子，这是由于N原子的核自旋量子数为1。4.4.1节结合NH_3分子首先涉及含有氮（N）分子的超精细谱线。

4.4.6.1 HCN和CN分子的超精细结构线

处理超精细结构能级常用的方法是用角动量耦合，虽然存在着多种耦合方式，但实际上，绝大多数情形都可以先计算出不考虑核自旋情况下的总角动量量子数J，再用J与核自旋量子数I_N耦合，从而得到超精细结构量子数F。F的值为（$J+I_N$）和$|J-I_N|$之间相隔为1的整数或半整数。当$J\geqslant I_N$时，共形成（$2I_N+1$）个子能级；当$J<I_N$时，共形成（$2J+1$）个子能级。在星际分子中，比如，HCN分子的电子基态为$^1\Sigma$态，最低的两个转动能级为$N=1$和$N=0$。由于$^1\Sigma$态的$\Lambda=S=0$，所以这两个转动能级不考虑核自旋情况下的总角动量量子数$J=1$和$J=0$，核自旋量子数为$I_N=1$，通过耦合就可以得到对$N=1$态，$F=2,1,0$；对$N=0$态，$F=1$。因而$N=1\to0$的转动谱线就劈裂成$(N=1,F=0)\to(N=0,F=1)$；$(N=1,F=1)\to(N=0,F=1)$和$(N=1,F=2)\to(N=0,F=1)$三条谱线（图4.38）。

对于非$^1\Sigma$态，例如电子基态处于$^2\Sigma$态的CN分子。对$^2\Sigma$态，$\Lambda=0$，

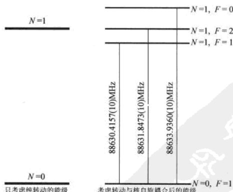


图4.38 HCN分子最低的2个转动能级图

$S=\frac{1}{2}$。因而转动量子数 N 首先与 S 耦合得到不考虑核自旋情况下的总角动量量子数 J，再用 J 与核自旋量子数 I_N 耦合，从而得到超精细结构量子数 F。对于转动基态 N=0，得到 $J=\frac{1}{2}$，$F=\frac{1}{2},\frac{3}{2}$。对于转动第一激发态 N=1，得到 $J=\frac{1}{2}$，$F=\frac{1}{2},\frac{3}{2}$ 和 $J=\frac{3}{2}$，$F=\frac{1}{2},\frac{3}{2},\frac{5}{2}$。因而 $N=1\rightarrow 0$ 的转动谱线就劈裂成满足跃迁选择定则 $\Delta J=0,\pm1$ 和 $\Delta F=0,\pm1$ 的九条谱线（图 4.39）。

$(N=1,J=\frac{1}{2},F=\frac{1}{2})\rightarrow(N=0,J=\frac{1}{2},F=\frac{1}{2})$；

$(N=1,J=\frac{1}{2},F=\frac{1}{2})\rightarrow(N=0,J=\frac{1}{2},F=\frac{3}{2})$；

$(N=1,J=\frac{1}{2},F=\frac{3}{2})\rightarrow(N=0,J=\frac{1}{2},F=\frac{1}{2})$；

$(N=1,J=\frac{1}{2},F=\frac{3}{2})\rightarrow(N=0,J=\frac{1}{2},F=\frac{3}{2})$；

$(N=1,J=\frac{3}{2},F=\frac{1}{2})\rightarrow(N=0,J=\frac{1}{2},F=\frac{1}{2})$；

$(N=1,J=\frac{3}{2},F=\frac{1}{2})\rightarrow(N=0,J=\frac{1}{2},F=\frac{3}{2})$；

$(N=1,J=\frac{3}{2},F=\frac{3}{2})\rightarrow(N=0,J=\frac{1}{2},F=\frac{1}{2})$；

$(N=1,J=\frac{3}{2},F=\frac{3}{2})\rightarrow(N=0,J=\frac{1}{2},F=\frac{3}{2})$ 和

$(N=1,J=\frac{3}{2},F=\frac{5}{2})\rightarrow(N=0,J=\frac{1}{2},F=\frac{3}{2})$

这九条谱线的频率和相对线强度见表 4.10 (Saleck *et al.* 1994)。从表中也可以看出 $(N=1,J=\frac{1}{2},F=\frac{1}{2})\rightarrow(N=0,J=\frac{1}{2},F=\frac{1}{2})$ 的相对线强度较小，这也导致了其他 8 条谱线在 20 世纪 70 年代被天文观测到，而这条谱线直到 2000 年才探测到。这里还要指出的是，在 4.4.4 节中讲到的 CH_3CN 分子也存在超精细结构谱线，不过由于 CH_3CN 分子的超精细结构谱线的频率间隔太近，观测中难以分辨开来。

表 4.10 CN($N=1\to0$)的超精细结构谱线的频率和相对线强度的计算值

(Saleck *et al.* 1994)

N'	J'	F'	→	N''	J''	F''	频率/（MHz）	相对线强度
1	1/2	1/2	→	0	1/2	1/2	113123.38(0.06)	0.0121
1	1/2	1/2	→	0	1/2	3/2	113144.15(0.05)	0.0990
1	1/2	3/2	→	0	1/2	1/2	113170.51(0.05)	0.0967
1	1/2	3/2	→	0	1/2	3/2	113191.29(0.05)	0.1255
1	3/2	3/2	→	0	1/2	1/2	113488.15(0.04)	0.1255
1	3/2	5/2	→	0	1/2	3/2	113490.98(0.04)	0.3333
1	3/2	1/2	→	0	1/2	1/2	113499.67(0.04)	0.0990
1	3/2	3/2	→	0	1/2	3/2	113508.93(0.04)	0.0967
1	3/2	1/2	→	0	1/2	3/2	113520.44(0.05)	0.0121

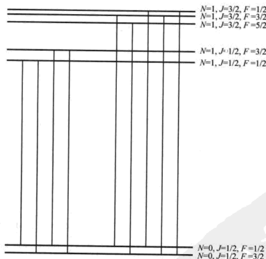


图 4.39 CN 分子的 N=1 → - 0 转动跃迁的超精细结构谱

4.4.6.2 从超精细结构谱线计算对应天体的物理性质

HCN 和 CN 分子都是分子云高密度区的良好探针，HCN 分子还是富

碳拱星包层的最好的探针之一。2004 年底前在射电波段已探测到的 36 条 HCN 振动转动跃迁和 44 条 CN 转动跃迁。在第五章将介绍富碳拱星包层的性质，本节介绍如何利用 HCN 谱线计算天体物理信息。为了说明方便，首先给出辐射跃迁统计平衡方程：

$$\begin{aligned}&\sum_i n(i)\times C(i,l)+\sum_i n(i)\times B(i,l)\times U(i,l)+\sum_i n(i)\times A(i,l)\\&=\sum_i n(l)\times C(l,i)+\sum_i n(l)\times B(l,i)\times U(l,i)+\sum_i n(l)\times A(l,i)\end{aligned} \tag{4.102}$$

方程中 $n(i)$是分子在能级 i 的粒子数，$A(i,l)$和 $B(i,l)$ 是从能级 $i\to l$ 跃迁的 Einstein A 和 B 系数，$C(i,l)$是从能级 $i\to l$ 的碰撞跃迁速率系数，$U(i,l)$ 是从能级 $i\to l$ 的辐射场密度。这方程说明，对同一个分子观测的谱线越多越能计算好对应天体的物理特性。对于跃迁 $JF\to J'F'$，其 Einstein A 和 B 系数分别为：

$$A_{JF\to J'F'}=\frac{64\pi\nu^3_{JF\to J'F'}}{3hc^3}\times(2F'+1)\times\begin{Bmatrix}J & F & 1\\F' & J' & 1\end{Bmatrix}\times\left|\mu_{JF\to J'F'}\right|^2 \tag{4.103}$$

$$B_{JF\to J'F'}=\frac{c^3}{8\pi h\nu^3_{JF\to J'F'}}\times A_{JF\to J'F'} \tag{4.104}$$

式中 h 为 Planck 常数，c 为光速，$\nu_{JF\to J'F'}$ 为跃迁频率，{ } 为 Wigner 6-J 算符，$\mu_{JF\to J'F'}$ 为偶极矩矩阵元，偶极矩 $\mu=2.984594D$。为了使用方便，表 4.11 给出了 HCN 分子部分超精细结构跃迁的 $A_{JF\to J'F'}$ 的计算结果 (Guilloteau & Baudry 1981)。

HCN 的碰撞跃迁速率系数可参阅 Green 等人的工作（Green & Thaddeus 1974; Monteiro 1984; Kurtadikar *et al.* 1992; Saieck *et al.* 1994）。辐射场强度可参阅曾琴等人的工作（Zeng & Lou 1988）。

图 4.40 是 Cao 等(1993)利用日本野边山 45 米毫米波射电望远镜观测得到的 NGC 7538 IRS1 处的 HCN($v=0$，$J=1\to0$)的超精细结构谱线。

对 HCN 分子的$v=0$，$J=1\to0$ 各超精细结构谱线跃迁分量的强度比定义为：

$$R_{02}=T(F=0-1)\big/T(F=2-1) \tag{4.105}$$

$$R_{12}=T(F=1-1)\big/T(F=2-1) \tag{4.106}$$

采用大速度梯度模型，设分子云的线尺度的半径为 R，边界处的速度

表 4.11 HCN 分子部分超精细结构跃迁的 $A_{JF\to J'F'}$ 的计算结果
(Guilloteau & Baudry 1981)

J	F	J'	F'	$A_{JF\to J'F'}$ (s^{-1})	J	F	J'	F'	$A_{JF\to J'F'}$ (s^{-1})
1	0	0	1	2.40647×10^{-5}	4	4	3	3	1.92468×10^{-3}
1	1	0	1	2.40618×10^{-5}	4	3	3	4	2.61863×10^{-6}
1	2	0	1	2.40630×10^{-5}	4	4	3	4	1.28311×10^{-4}
2	1	1	0	1.28328×10^{-4}	4	5	3	4	2.05300×10^{-3}
2	1	1	1	9.62517×10^{-5}	5	4	4	3	3.89796×10^{-3}
2	2	1	1	1.73246×10^{-4}	5	4	4	4	2.00469×10^{-4}
2	1	1	2	6.41662×10^{-6}	5	5	4	4	3.93644×10^{-3}
2	2	1	2	5.77473×10^{-5}	5	4	4	5	2.02492×10^{-6}
2	3	1	2	2.30995×10^{-4}	5	5	4	5	1.64016×10^{-4}
3	2	2	1	7.01603×10^{-4}	5	6	4	5	4.10045×10^{-3}
3	2	2	2	1.29930×10^{-4}	6	5	5	4	6.95585×10^{-3}
3	3	2	2	7.42440×10^{-4}	6	5	5	5	2.36158×10^{-4}
3	2	2	3	3.71222×10^{-6}	6	6	5	5	6.99383×10^{-3}
3	3	2	3	9.28033×10^{-5}	6	5	5	6	1.65144×10^{-6}
3	4	2	3	8.35245×10^{-4}	6	6	5	6	1.99822×10^{-4}
4	3	3	2	1.88540×10^{-3}	6	7	5	6	7.19366×10^{-3}
4	3	3	3	1.64976×10^{-4}					

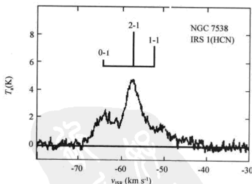


图 4.40 NGC 7538 IRS1 处的 HCN($v=0, J=1\to0$)的超精细结构谱线(Cao *et al.* 1993)

为 v，则离中心距离为 r 处的速度为 $v(r)=\frac{v}{R}\times r$，那么超精细结构跃迁的光学厚度可以表示为：

$$\tau_{JF-J'F'}=\frac{c^3 A_{JF-J'F'}}{8\pi v_{JF-J'F'}^3} n_{JF}\times\left(\frac{n_{J'F'}(2F+1)}{n_{JF}(2F'+1)}-1\right)\times\frac{R}{v} \tag{4.107}$$

设分子云的速度梯度 $\frac{v}{R}=1.5\ \mathrm{km\ s^{-1}\ pc^{-1}}$，动能温度为 25 K，尘埃温度为 40 K，HCN 相对于 H_2 的丰度为 5×10^{-9}，使用包括 $J\leqslant9$ 的 28 个超精细能级求解辐射跃迁统计平衡方程，可以求出各超精细结构谱线跃迁分量的强度比 R_{02} 和 R_{12} 随氢分子密度 $n(H_2)$ 的关系（图 4.41）；HCN 分子超精细跃迁的激发温度随氢分子密度 $n(H_2)$ 的关系（图 4.42）；HCN 分子超精细跃迁的光学厚度随氢分子密度 $n(H_2)$ 的关系（图 4.43）(Cao *et al*. 1993)。

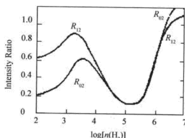


图 4.41 各超精细结构谱线跃迁分量的强度比 R_{02} 和 R_{12} 随氢分子密度 $n(H_2)$ 的关系，$n(H_2)$ 的单位为 $\mathrm{cm^{-3}}$ (Cao *et al*. 1993)

从图 4.41 可以看出，R_{02} 和 R_{12} 的值在低密度极限值为 0.2 和 0.6，随着分子云密度的增大，它们的值先增大再减小，当 $n(H_2)$ 约为 $1.5\times10^5\mathrm{cm^{-3}}$ 时达到极低值，随后又随密度的增大而增大。从图 4.41 可以得到 R_{02} 和 R_{12} 的值分别为 0.46 和 0.44。考虑图 4.43，可以看出，在相同的密度下，跃迁 $(N=1,F=0)\to(N=0,F=1)$ 的光学厚度比跃迁 $(N=1,F=1)\to(N=0,F=1)$ 和 $(N=1,F=2)\to(N=0,F=1)$ 的光学厚度小，因而它能观测到分子云的更核心部分。进一步考虑由于谱线的重叠导致 R_{02} 和 R_{12} 的

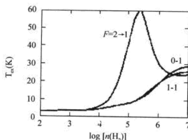


图 4.42 HCN 分子超精细跃迁的激发温度随氢分子密度 $n(H_2)$ 的关系，$n(H_2)$ 的单位为 cm^{-3} (Cao *et al.* 1993)

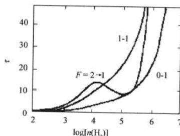


图 4.43 HCN 分子超精细跃迁的光学厚度随氢分子密度 $n(H_2)$ 的关系，$n(H_2)$ 的单位为 cm^{-3} (Cao *et al.* 1993)

值偏低等因素，最后就得到了 NGC 7538IRS1 的密度为 $1.6\times10^4 cm^{-3}$，此结果与通过 CS（Kameya *et al.* 1986）、NH_3（Ho *et al.* 1981）和 H_2CO（Boland & Jong 1981）得到的结果基本一致。

第五章 晚型星拱星包层

5.1 晚型星拱星包层的分子谱线

OH 的脉泽线由于特别强，成为首先探测到的拱星分子谱线。其后1971 年才探测到 CO（$v=0$，$J=1\rightarrow0$）热发射线，同年 CS、CN 和 ^{13}CO 的（$v=0$，$J=1\rightarrow0$）热发射线也探测到了。当然，它们比 OH 脉泽弱得多，尤其是 CS 和 CN 的谱线更弱。如第三章指出的拱星脉泽分子除 OH 外还有 SiO 和 H_2O。SiO 脉泽区离中央星最近，OH 脉泽区其次，而 H_2O 脉泽区最远。拱星包层还探测到 HCN 和 NH_3 等 60 多种分子样品（Olofsson 1997）。拱星包层中 CO（$v=0$，$J=1\rightarrow0$）的发射范围最广，最强的热线通常是 CO（$v=0$，$J=3\rightarrow2$）。1994 年使用 Hawaii 的 Caltech Sub-millimeter Telescope 还探测到中性碳 C Ⅰ 的 809 μm 线。

Bujarrabal *et al.*(1994 a,b)将一些线标记为富氧的，而另一些线为富碳的。对一给定的天体富氧线对富碳线流量之比值是该天体属于富氧抑或富碳的良好指示器。例如富氧星 SiO（$v=0$，$J=2\rightarrow1$）及 HCN（$v=0$，$J=1\rightarrow0$）线的流量比 >2.3，富碳星 < 0.23。于是 SiO 热线被称为富氧线；HCN 热线则被称为富碳线。富碳星比富氧星的化学更丰富、更复杂，其中的部分原因是因为 C 原子有四个价键，可以形成长链的或复杂的分子样品。典型的具有高质量流失率的碳星 IRC+10216，长期来在观测和理论研究方面得到极大的关注。Woods *et al.*(2003)对包括 IRC+10216 在内的，南、北天的七个高质量流失率的碳星作毫米波分子谱线巡视，一共探测到包括同位素取代物在内的 CN、^{13}CN、CS、^{13}CS、$C^{34}S$、SiO、SiS、SO、C_2S、HCN、$H^{13}CN$、HNC、$HN^{13}C$、SiC_2、C_2H、C_3H、C_3N、C_4H、C_3H_2、HC_3N、$HCC^{13}CN$、$HC^{13}CCN$、CH_3CN、HC_5N 等 24 个分子样品的 47 个跃迁，共 196 条发射线。

5.2 拱星包层谱线轮廓及其提供的结构信息

5.2.1 OH-1612MHz 脉泽线轮廓

对 IRAS 点源巡视 OH-1612 MHz 脉泽发现 OH/IR 星有很强的双峰轮廓。这种谱形的外部边缘非常陡峭，而内部边缘则呈现渐变的态势。上述特征已在一千多个恒星被观测到。图 5.1 是从 te Lintel Hekkert *et al.*(1991) 的 597 IRAS 点源 OH-1612MHz 观测资料里选出的典型的双峰轮廓。

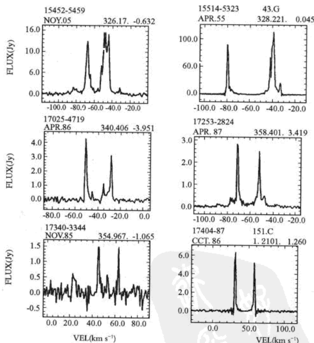


图 5.1 IRAS 点源的典型 OH-1612MHz 双峰轮廓（te Lintel Hekkert *et al.* 1991）

薄壳模型可以对标准双峰轮廓给出初步解释（例如 Reid *et al.*1977）。设想 OH-1612 MHz 脉泽的放大是当 OH 分子由中央星向外以常速度 v_{out} 流过一个稳定薄球壳而发生的（图 5.2）。在视线通过恒星穿过球的方向，脉泽被最强地放大了。离望远镜最近的点形成蓝峰，其速度为 v_{blue}；离望远镜最远的点形成红峰，其速度为 v_{red}。两峰对应速度的平均值就是恒星速度 v_*；两峰对应速度的差之半则是 v_{out}。天线阵的成图观测结果表明两个峰的小而亮的位置是相同的，两峰间的弱脉泽发射形成类环状结构。OH-1612 MHz 的蓝、红两峰并不同时达到极大，蓝先红后。

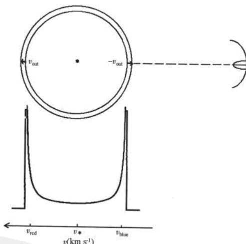


图 5.2　解释标准双峰轮廓的薄壳模型

观测到的真实情况与理想双峰模型是有偏差的，由此出现了在理想双峰模型基础上的补充与微扰性的工作，力图对客观存在的谱线的复杂性给出解释。例如，Szymczak 1990 以薄壳表面的密度或速度的大尺度起伏的摄动来解释观测谱线的两峰流量密度不相等，即轮廓不对称的问题。又例如 Cohen 1989 假设薄壳中 OH 分子向外的速度 v_{out} 不是常数且向外增大，因此脉泽光子向垂直半径的方向逃逸，于是在恒星速度处会出现一个单峰，来解释少数源的双峰脉泽的中间出现第三峰的问题。进一步，如果脉泽区的球形

几何假设不真，那么从不同方向观测同一源得到的谱线轮廓自然有所不同。

5.2.2 CO谱线轮廓

拱星包层CO线的轮廓大致有三类（图5.3）：

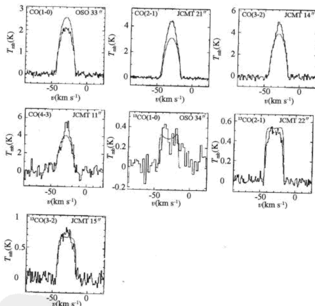


图5.3 AFGL3068的 ^{12}CO和 ^{13}CO谱线的拟合（实线）。左上角标记样品及跃迁，右上角标记所用望远镜及其角分辨率（Woods *et al*.2003）

(1) 抛物线， $F_v = F_0(1 - v^2 / v_{out}^2)$；

(2) 矩形， $F_v = F_0$ 当 $|v| \leqslant v_{out}$， $F_v = 0$ 当 $|v| > v_{out}$；

(3) 与OH-1612MHz脉泽线相似的双峰轮廓（图5.1）。

其中 F_v 是速度 v（相对中央星的速度 v_*）处的流量密度， v_{out} 是外流速度。

光学厚的 ^{12}CO发射线的轮廓在源未分解的情况下可以用抛物线来拟

合，而在源已分解的情况下是矩形平顶的；光学薄的 ^{13}CO 发射线的轮廓在源未分解的情况下是矩形平顶的，而在源已分解的情况下是双峰形状的。

5.2.3 HCN $J = 1 \rightarrow 0$ 超精细谱线轮廓

与分子云不同，演化星包层的 HCN J=1→0 的超精细分量通常不能清晰分辨开，例如图 5.4(a)所示的 CIT6 观测谱。事实上，以包层的膨胀运动可以解释这种现象。假设包层以相对演化星 $-v_\infty \sim v_\infty$ 的速度向外膨胀，其中 v_∞ 是所谓末端速度，膨胀速度在此区间的分布是等权重的。假设三个超精细分量具有高斯轮廓，且谱宽相等。如果望远镜的射束大于包层，那么望远镜接收到的第 i 分量的频谱是：

$$I_i(V) = C_i \int_{-v_\infty}^{v_\infty} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-[v-(v_i+x)]^2/2\sigma^2} \mathrm{d}x \tag{5.1}$$

$$i=0 \quad F=0\rightarrow 1;\quad i=1 \quad F=1\rightarrow 1;\quad i=2 \quad F=2\rightarrow 1$$

其中 $v_2 = v_{LSR}$ 即恒星相对于本地静止标准的径向速度；$v_1 = v_2 + 4.8423$；$v_0 = v_2 - 7.0649$，单位 kms^{-1}。高斯轮廓的半极大全宽 $\Delta v_D = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$。$v$ 是径向速度。$J = 1\rightarrow 0$ 谱 $I(v) = \sum_i I_i(v)$，$i = 0,1,2$。在 LTE 光学薄极限下，C_2=1、C_0=0.2、C_1=0.6；在 LTE 光学厚极限下 C_0=C_1=C_2=1。若 v_∞=17 kms^{-1}，

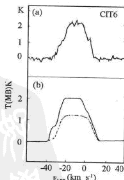


图 5.4 (a) CIT6 的 HCN $J = 1\rightarrow 0$ 观测谱(Spoka *et al.* 1989)
(b) 模型计算谱(实线光学厚,虚线光学薄)(曾琴 1992)

v_{LSR}=－2 kms^{-1}，Δv_D= 4 kms^{-1}，所得到的光学薄谱线轮廓如图 5.4(b)虚线所示；所得到的光学厚谱线轮廓如图 5.4(b)实线所示，与 CIT6 的观测谱形颇为相似。由此对 CIT6 的 HCN $J = 1 \rightarrow 0$ 谱形作出了很好的解释（曾琴，1992）。

此外有些碳星包层的谱线可在两侧不同末端速度的条件下用（5.1）式拟合，以表明一侧的膨胀受阻。另一些包层的谱具有若干尖峰，可用几个不同膨胀速度但Δv_D 较小的（5.1）式迭加起来拟合，从而确定几种膨胀运动成分及速度值。由此可见通过对超精细结构谱的研究可以获得天体的许多物理信息。

5.3 拱星包层基本参数的谱线诊断

第四章已经展现如何通过各种谱线辐射转移理论计算对观测结果的拟合来寻找适当模型下最符合实际的分子云和恒星形成区的基本参数。5.1 节和 5.2 节反映出拱星包层与分子云和恒星形成区的物理条件有许多不同，对它们的谱线诊断从模型、近似方法和温度分布等方面在处理上要突出它们各自的特点。本节仅以 CO 热谱线诊断为例，强调对两类天体处理上的差异，相同之处则不再赘述。

5.3.1 分析包层谱线的模型

在 5.2 节拱星包层谱线轮廓讨论的基础上，包层模型就不难想象了。20 世纪 70 年代采用的第一代模型（Goldreich & Scoville 1976）假设拱星包层是球形对称的。气体以一常外流速度流出恒星大气层，因此包层的密度 ρ 与离中央星距离的平方 r^2 成反比。某分子 XY 在光球中形成，其丰度为常数 f_{XY}，当距离大于该分子的分解半径 R_{dis}^{XY}，分子 XY 即被星际紫外光子所分解。分子在向外流时会被辐射与碰撞激发和去激发。光激发速率用局部近似的 Sobolev 方法处理。碰撞激发速率与气体动能温度 T_k 有关。T_k 取决于加热与冷却效应的平衡，加热来自气体、尘埃的摩擦， 冷却由于绝热膨胀和谱线的发射，特别是 H_2O 和 CO 分子的谱线发射。这些冷却项是很难仔细求解的，Kwan & Hill (1977) 对 IRC+10216 给出 T_k 与 r 的函数关系。事实上由于光深低或高一些，T_k 会有很大的差别，因此该函数关系不能简单地用于其他拱星包层。1985 年后随着技术的发展，更多谱线被观测到，而且测量的精度和灵敏度都得到了提高，第二代的更复

杂的模型相应纷纷构成。在各种加热和冷却机制的平衡中，以自协法计算 T_k 与 r 的函数关系成为改善模型的关键。希望通过下一节能对当前的进展有比较具体的了解。

5.3.2 毫米与亚毫米波 CO 谱线

Schöier & Olofsson (2001)以 ^{12}CO 毫米波与亚毫米波分子谱线为例，展现如何通过理论计算对观测结果的拟合来寻找适当模型下最符合实际的拱星包层的基本参数——恒星质量流失率、气体动能温度和气体膨胀速度等等。很显然观测与理论研究都是不可缺少的，该文所涉及的观测谱线是 115GHz 的 $^{12}CO(1\text{-}0)$、230GHz 的 $^{12}CO(2\text{-}1)$和 345GHz 的 $^{12}CO(3\text{-}2)$。

假设一个球形对称的拱星包层以常数 v_e 向外膨胀。拱星包层被分成几个壳层，每一壳层有自己描述分子气体状态的物理参数。假设氢元素在包层中以氢分子形式存在，H_2 密度 ρ_{H_2} 是离中央星距离 r 的函数，根据质量守衡

$$\rho_{H_2} = n_{H_2} m_{H_2} = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v_e} \tag{5.2}$$

其中 $\dot{M}$ 是氢气的质量流失率，v_e 是气体膨胀速度，假设整个包层内的湍流速度为 0.5km s^{-1}。采用上述模型，是要解一个非局部热平衡（非 LTE）的统计平衡辐射转移方程。对于拱星包层使用 Sobolev 近似会引进一些误差，而 Monte Carlo 方法（Bernes 1979）则比较灵活、比较接近物理，原理也较简单。

与分子云和恒星形成区不同，拱星包层关于 CO 激发的计算需要考虑到较高能量的能级，Schöier & Olofsson (2001)涉及振动基态和第一振动态的各自 30 个转动能级。辐射跃迁几率和能级参考 Chandra *et al.*(1996)。$CO\text{-}H_2$ 的碰撞速率参考 Flower & Launay (1985)，但是当 $J>11$ 和温度高于 250K 只能借助外推。振动能级间的碰撞由于密度低以及短的辐射寿命而被忽略。Woods *et al.*(2003) 关于 CO 激发的计算考虑到振动基态和第一振动态的各自 50 个转动能级，$CO\text{-}H_2$ 的碰撞速率参考 Flower(2001)的新结果（假设氢分子正仲比为 3），对高 J 和高温也采用外推。

气体动能温度需通过能量平衡方程

$$\frac{dT}{dr} = (2-2\gamma)\frac{T}{\gamma} + \frac{\gamma-1}{n_{H_2} k v_e}(H-C) \tag{5.3}$$

求解。式中 γ 是绝热指数，假设 $\gamma=5/3$。k 是 Boltzmann 常数，H 是每单位体积的总加热速率，C 是每单位体积的总冷却速率。

冷却——（5.3）式右边第一项是气体绝热膨胀引起的冷却，其余的冷却作用由于 CO 与 H_2 分子的线发射所导致。

加热——辐射压作用于小的尘埃颗粒上转而偶合于气体，造成尘埃、气体的漂移是气体加热的一个主要因素。气体与尘埃的碰撞加热也应加以考虑。另一个加热机制则是光电效应，它对围绕高质量流失星的拱星包层的冷的、稀薄的外部区域较为重要。

Schöier & Olofsson (2001)使用 Monte-Carlo 方法求解包括气体能量平衡方程的拱星 CO 分子线发射的辐射转移过程，得到的主要诊断结果是

(1) 质量流失速率 $\dot{M}$ ：质量流失率低的天体的 $\dot{M}$ 依赖于拱星包层模型的一些假设但是由于 CO 分子是辐射激发的，因此尘埃性质对其影响不显著；质量流失率高的天体的 $\dot{M}$ 基本上仅依赖于温度结构，尘埃影响亦不显著。Schöier & Olofsson (2001)所选样品的 $\dot{M}$ 在 $5\times10^{-9}\sim2\times10^{-5}$ $M_\odot$ yr^{-1} 范围内。多数拱星包层的 $\dot{M}$ 约为 3×10^{-7} $M_\odot$ yr^{-1}。$\dot{M}$ 与恒星的脉动周期及光度正相关，$\dot{M}$ 增大伴有增大的有规则脉动和/或光度。$\dot{M}$ 弱相关于恒星有效温度，较冷的恒星有较高的 $\dot{M}$ 。未发现 $\dot{M}$ 与恒星 C/O 丰度比的相关关系。

(2)气体膨胀速度 v_e ：v_e 与 $\dot{M}$ 相关。对于低 $\dot{M}$ 的恒星而言，质量流失率与光度增加的一个效应便是膨胀速度的增大 。与 $\dot{M}$ 相同，v_e 与恒星的脉动周期及光度正相关。

(3)动能温度 T_k：拱星包层中 CO 分子因红外光子及与 H_2、He 碰撞而激发。除非包层极薄，否则碰撞总是主要激发机制。故而动能温度 T_k 的分布是十分重要的研究对象。如果绝热冷却是冷却的主要机制，T_k（r）$\propto r^{\delta}$，若 γ=5/3 则 δ= - 4/3。如果 CO 谱线发射是冷却的主要机制，T_k（r）$\propto r^{-1}$。拱星包层的冷而稀薄的外层，纳入光电效应的作用，其温度会有所提升。因此，事实上不可能用一简单幂律函数描述整个拱星包层温度的径向分布。

5.3.3 红外 CO 谱线

红外谱线并不属于本书的阐述范围，但在对拱星包层的诊断中，却是至关重要的。这里只用最小的篇幅，介绍一下 CO 的红外谱线。Cernicharo *et al.*(1996)使用红外空间望远镜(ISO)工作在 43～196.9μm 的长波频谱仪(LWS)在高度演化的富碳星 IRC+10216 探测到 CO 67～186μm （跃迁的上能级转动量子数 J_u = 14，15，…，39）26 条转动谱线。在富碳行星状

星云探测到 J_u 不大于 25 的 CO 转动谱线，流量密度相对低；在富氧演化星、近太阳的恒星形成复合体和亮临边球状体也探测到若干红外 CO 谱线，J_u 值不大于 20，流量密度弱。

毛瑞青等（1999）(英文 Mao *et al.*1999)采用的模型包括一个半径为 R_* 和有效温度为 T_{eff} 的中央星。假设 CO 谱线形成于半径为 r 的球表面上，该球中心是中央星。谱线形成区内有尘埃，尘埃温度 T_d 值的选择参考有关天体的尘埃温度的研究结果。计算采用大速度梯度模型和逃逸几率方法。其他必要的参数有 H_2 数密度 n（H_2）、动能温度 T_k、速度梯度 v_{gr} 和 CO 相对 H_2 的丰度 f_{ab}。恒星辐射场的稀释因子 f_{dil} 取决于 R_* 和 r。有关能量值、爱因斯坦 A 系数和 CO-H_2 的碰撞速率的计算参考 Farrenq *et al.*1991, Chandra *et al.*1996 和 Drain & Roberge 1984。图 5.5 是 5000cm^{-1} 以下的 CO 能级图。该文的统计平衡辐射转移计算覆盖能量低于 4863cm^{-1} 的 107 个能级，即 $v = 0$,$J = 0$~50,$v = 1$, $J = 0$~37 和 $v = 2$, $J = 0$~17 等能级（图 5.5）。

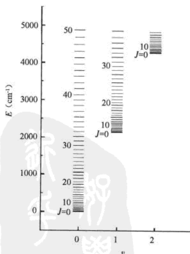


图 5.5 5000cm^{-1} 以下的 CO 能级图（v、J 分别为振动和转动的量子数）

能使红外 CO 谱线流量相对值对于上能级转动量子数的分布函数的计算结果最佳拟合观测结果的参数便是该模型下最贴切真实物理条件的。由此通过 CO 红外线谱线观测和研究、计算可获得发射区物理条件的知识。此项研究表明富碳演化星 IRC+10216 的 CO 67～186μm 转动谱线主要由中央星激发而形成，而反射星云 AFGL 2688 和行星状星云 NGC 7027 区的 J_u 不大于 25 的 CO 转动谱线的生成则是源于温暖和致密的冲击气体。CO 67～186μm 转动谱线对研究千度左右的热天体，诸如富碳、富氧演化星包层、行星状星云以及年轻星与恒星形成区复合体具有重要意义。

5.4 各种脉泽提供的拱星包层的信息

第三章对拱星包层与分子云恒星形成区的各种脉泽作了分别的描述。Lewis（1989，1990）根据 OH（1612MHz、1665MHz 和 1667MHz）、H_2O 和 SiO 脉泽的呈现（Y）与否（N）构成 1-11 的一个演化分类序列，并称其为脉泽纪年法（maser "chronology"），即以时间的前后为顺序排列的一个表（见表 5.1）。第一期对应 Mira 变星，第 11 期通常对应行星状星云（PN）。实际上这是一个 9.7μm 光深($\tau_{9.7\mu m}$)递增的序列。

表 5.1 脉泽纪年法（Lewis 1989）

纪元阶段的总结 阶段	关键性的变化	SiO	H_2O	OH（1665/7）	OH（1612）	注释
1	SiO masers 呈现	Y	N	N	N	
2	H_2O maser 加入	Y	Y	N	N	
3	OH（1665/7）maser 加入	Y	Y	Y	N	
4	OH（1612）maser 加入	Y	Y	Y	Y	Type Ⅰ
5	OH（1665/7）maser 弱	Y	Y	Y	Y	Type Ⅱ
6	OH（1665/7）maser 不呈现	Y	Y	N	Y	
7	H_2O maser 不呈现	Y	N	N	Y	
8	SiO masers 不呈现	N	N	N	Y	PPN's
9	OH（1665/7）maser 加入	N	N	Y	Y	Type Ⅱ
10	OH（1665/7）maser 强	N	N	Y	Y	Type Ⅰ
11	maser 不呈现	N	N	N	N	PN 阶段

注释：Type Ⅰ—OH 的 1665 或 1667MHz 比 1612 线强；Type Ⅱ—OH 的 1612 比 1665MHz 或 1667 线强；PPN—原行星状星云；PN—行星状星云。

第六章　河外星系中的微波谱线诊断

星系中星际介质的主要成分是中性氢原子气体（H Ⅰ）和氢分子气体（H_2），它们组成星系总质量的近十分之一。我们在第一章中已经简单介绍了星系中H Ⅰ的观测性质，这里不再赘述。尽管星系中的H Ⅰ在质量上相当可观，对它的观测研究让我们了解了许多关于星系中气体的运动学特征。然而从H Ⅰ的观测我们无法知道哪些与恒星形成密切相关的星际介质的性质。而且就研究星系中气体的运动学而言，H Ⅰ通常适于研究星系外部，而CO则更适于研究靠近星系核的区域。一方面因为星系核区的气体以分子气体为主，另一方面因为CO转动谱线所在的毫米波、亚毫米波段比H Ⅰ所在的21厘米波段更容易实现高分辨率的观测。本章主要介绍直接参与星系中恒星形成的分子气体成分的性质，以及如何利用微波分子谱线作为诊断工具研究星系中分子气体的物理与化学性质。另外，我们还会涉及星系中C Ⅰ、CⅡ以及氢射电复合线的观测性质等。进一步相关的综述文章可以参考Young和Scoville(1991)、Solomon和Vanden Bout(2005)。

6.1　河外星系CO巡测

到目前为止，我们所了解的关于河外星系中的分子气体成分性质的绝大部分知识都是通过对CO分子转动谱线的观测实现的。前文中我们已经提到CO分子的转动跃迁是通过与氢分子的碰撞激发的，而且CO分子的转动跃迁尤其是$J=1\rightarrow0$跃迁在平均密度大于约300 cm^{-3}的区域就很容易被激发，因此一直以来CO被广泛用作星系中氢分子总质量的示踪器。借助CO分子转动谱线尤其是波长2.6mm的$J=1\rightarrow0$，我们就可以对星系中的分子气体进行完整的成图观测，而像HCN或CS这样的高密度探针分子则被用来探测稠密核的存在。

自从1975年首次在河外星系中发现CO分子谱线（Rickard等，1975；Solomon和de Zafra，1975）之后，越来越多的星系陆续有了CO分子谱线图像。这些观测的主要目的是研究星系中较冷的分子气体成分与其他成分之间的关系，进而研究与星系演化之间的关系。从CO的观测我们可以了

解：①氢分子气体的分布和大概的质量；②分子气体的运动学特征。包括星系核区1kpc内的详细的转动曲线，与星系棒—激波气体相关的非圆周运动（可能正是这些棒—激波气体的存在导致星系核区恒星形成的增强），星系盘中的密度波（如旋臂结构）等；③星际分子气体的温度、密度及团块性等物理特性。下面我们介绍一下近十几年来利用单天线和干涉阵所做的较大规模的星系CO巡测工作。

从观测到的谱线积分强度 I_{CO} 可以计算谱线光度。通常以 K km s^{-1} pc^2 为单位表示的光度定义如下（以 CO 为例）：

$$L'_{CO} = \int T_B(CO)dvd\Omega_s d_A^2 \approx \pi/(4\ln 2)\theta_{MB}^2 I_{CO} d_L^2 (1+z)^{-3} \qquad (6.1)$$

其中 T_B 为源的亮温度，Ω_s 为观测对象的立体角，θ_{MB} 为望远镜半极大全宽（FWHM）主波束直径（假设为高斯形），z 为红移，d_L 和 d_A 分别为光度距离和视距离，且 $d_L = d_A(1+z)^2 = 7994.5[1+z-(1+z)^{1/2}]$。这里我们假设宇宙学常数为 H_0=75 kms^{-1}Mpc^{-1} 和 q_0=0.5。I_{CO} 为 CO 分子谱线的速度积分强度（单位：K kms^{-1}）

$$I_{CO} = \int T_{MB}(CO)dv = \int T_B(CO)dvd\Omega_s/[(1+z)\Omega_{s*b}] \qquad (6.2)$$

Ω_{s*b} 是源和主波束卷积的立体角，当源的尺度远小于主波束时有 $\Omega_{s*b} \approx \Omega_b = \pi/(4\ln 2)\theta_{MB}^2$。另外，为了便于讨论，我们定义如下几个常用的谱线积分强度比：

$$r_{ij} = I[^{12}CO(J=i \to i-1)]/I[^{12}CO(J=j \to j-1)] \qquad (6.3\text{-a})$$

$$r_{ij}^{13} = I[^{13}CO(J=i \to i-1)]/I[^{13}CO(J=j \to j-1)] \qquad (6.3\text{-b})$$

$$R_{ij} = I[^{12}CO(J=i \to j)]/I[^{13}CO(J=i \to j)] \quad (其中 j=i-1) \quad (6.3\text{-c})$$

6.1.1 单天线 CO 巡测

6.1.1.1 CO(J= 1→0)巡测

(1) FCRAO 河外星系 CO 巡测。

Young 和 Scoville（1991）曾对 1990 年之前的河外星系 CO 分子巡测工作进行了总结。其中绝大多数都是单天线的观测结果。而关于近邻星系中分子气体总体性质的更为全面的研究工作要算 Young 等（1995）新发表的河外星系 CO 巡测结果。他们利用美国五大学射电天文台 FCRAO-14 米毫米波望远镜对 300 个星系的 1412 个位置进行的 CO（J = 1→0）分子谱线观测，空间分辨率为 45″。在 236 个星系中探测到了 CO 发射，对

其中 193 个星系进行了多点观测。这也是迄今为止最大样本的 CO 巡测。该项巡测所积累的观测资料构成了我们研究河外星系中分子气体的基础数据库。通过比较分析可以研究星系盘中总体分子成分与其他成分，如原子成分、温热尘埃质量和大质量恒星形成率等的关系随星系的形态类型、光度和环境等的相关关系。特别是恒星形成效率和分子与原子气体之比 H_2/HⅠ为我们理解星际介质中从气体到恒星的循环提供基础。下面就简单回顾一下该系列工作的一些基本结果。

首先是关于星系中的 CO 分布。旋涡星系中 CO 分布明显不同于中性氢 HⅠ的分布，通常表现为中央聚集的，即峰值在星系的中心。这也说明星系中 H_2 与 HⅠ的不同分布。例如 NGC 6946 中 H_2 与 HⅠ气体的面密度之比在星系中心处为 30，而在半径 10kpc 处已经减小到大约为 1。而对于那些较亮的旋涡星系，分子气体的分布几乎就像是在填原子气体分布的中央空洞。不过也有一些星系表现出不同的 CO 分布。如其中有 8 个星系的中心区域 CO 发射明显减弱，从而形成环状分布，另外还有 18 个星系的 CO 分布峰值偏离星系中心。其实我们的银河系中的 CO 分布也基本属于这一类型。尽管银河系中心有个峰值，但银心距 1～4kpc 处 CO 明显匮乏，而在 4～8kpc 处出现一个分子环（Sanders 等，1984）。如果从相当于室女星系团的距离处观测银河系，那么我们看到 CO 分布可能就和上面这 8 个星系中的情形非常类似了。另外，从其中 151 个星系的 CO 等强度线估计的直径的平均值是光学等光度线直径平均值的一半。值得注意的是，当原子气体面密度超过约 10^{20}cm^{-2} 时分子气体趋于可被探测到。

近邻的正向 Sc 型旋涡星系的星系盘中 CO 的径向分布和方位平均分布均表现出与所观测到的蓝光波段光度和 Hα 光度相仿的幂指数轮廓。这说明年轻星的表面光度随分子气体的表面密度增加而增加，或换而言之，恒星形成率与分子气体的“供给”成比例。而且在 45″（或相当于约 1～4kpc）的分辨率下这种相关关系大致上是线性的（Rownd 和 Young1999）。那么如果定义恒星形成效率为每单位质量气体中的年轻星的光度，即 SFE=L_*/M_{gas}，则就统计平均而言在上面提到的那些旋涡星系的星系盘中恒星形成效率随半径的变化基本为常数，而且不同哈勃型的旋涡星系之间，SFE 也基本为常数。Sa、Sb 和 Sc 星系各自的平均恒星形成率均为 $L_{IR}/M(H_2)=4\pm1\ L_\odot/M_\odot$。综合这些观测结果，可以推断这些旋涡星系的星系盘中的恒星形成基本上是一个局部过程，其中某处的恒星形成率依赖于那里所能提供的分子气体的量。恒星形成效率既不依赖于在星系盘中的

位置，也与旋涡星系的哈勃类型（或几何形状）无关。不过就单个星系个体而言，即使是相似环境的星系，其恒星形成效率的变化范围也是相当大的。其中的主要原因之一可能归咎于星系的大小。Young（1999）在FCRAO巡天样本中发现平均的SFE有随星系尺度增大而减小的趋势。其中18个直径小于16kpc的星系的平均SFE为9±1 $L_{\odot}/M_{\odot}$，而25个直径大于50kpc的星系的平均SFE为3±0.5$L_{\odot}/M_{\odot}$。而且每一种哈勃型的星系中都有相同的这种趋势。一种可能的解释是较大的星系中星系盘的剪切较大，从而导致湍动能的增加，可能使SFE减小。

正向旋涡星系的旋臂上与臂间的对比度在光学波段是非常明显的，但就CO发射所反映的星际介质中的分子成分而言，这一对比度很大程度上被减弱，即星系中的分子气体不仅仅局限于旋臂中，而是广泛分布的。如果把CO和Hα观测结果都平滑到同样的分辨率，就会发现M51和NGC 6946两星系的Hα表面光度与分子气体表面密度之比在旋臂区域要比臂间区域分别高2倍和25倍。类似地特殊（peculiar）星系M82和NGC 2146的星系核区的相应比值比其他区域高出10～100倍。因此旋臂区域以及特殊星系的星系核区有着明显增强了的恒星形成效率。而并合星系与强相互作用星系整体上与相对孤立的星系相比恒星形成效率也高出约5～20倍（例如，Solomon和Sage，1988；等）。所有这些SFE明显增强的区域都是气体高度聚集的区域，云－云碰撞率的增加可能导致了这些区域每单位质量分子气体大质量恒星形成率的提高。

在1～5kpc的空间分辨率下，大多数旋涡星系中的H_2/H Ⅰ之比沿半径方向由中心向外减小10倍以上。另外在像M51和NGC 6946这样的正向旋涡星系中，旋臂上的H_2/H Ⅰ比高于旋臂间的相应值。而且，这一比值随星系的哈勃型不同而不同，从Sa到Sc减小5倍以上。

星系中总体星际介质到恒星的循环时标是一个长期备受关注的问题。有了星系中分子和原子气体的质量以及恒星形成率的信息，我们就可以估计目前的大质量恒星形成率能够维持的时间。从Hα（Kennicutt，1983）和红外光度（Scoville和Young，1983）估计得到的恒星形成率的范围从小于1$M_{\odot}$/yr到大于100$M_{\odot}$/yr，气体总量的范围为10^9～$10^{11}M_{\odot}$。因此目前恒星形成率下的星际介质到恒星的循环时标的典型值应该为10^9～10^{10}年。

(2) NRO（Nobeyama Radio Observatory）-45米近邻旋涡星系CO（1→0）巡测。

利用NRO-45米对28个近邻星系（包括Sab和Scd以及有棒和无棒

星系）的长轴和短轴进行 CO($J = 1 \to 0$)观测，从而建立了一个较高分辨率（~15″）的旋涡星系中分子气体分布及运动学的基础数据库（Nishiyama & Nakai 2001；Nishiyama 等，2001）。研究表明，样本中所有旋涡星系在旋转曲线较平坦部分的分子气体面密度都呈指数分布。分子云的粘性所引起的气体内向流可能是形成这种径向分布的主要原因。棒旋星系中棒区域的特征分布表明分子气体可能通过棒的引力势在沿着棒的方向或者通过粘性在垂直于棒的方向形成内向流。分子气体如此转移的结果会使星系中心区域的分子气体密度增加，从而可能引起旋转曲线的演化。

(3) Braine 等（1993）利用 IRAM-30 米对 81 个近邻旋涡星系的 CO（$J=1 \to 0$）和（$2 \to 1$）的巡测。在其中 36 个星系中心同时探测到 CO 的两条跃迁谱线，它们谱线强度比 r_{21} 的平均值为 0.89。这和两条跃迁同为光学厚且具有相同激发温度时的计算结果一致。

(4) Solomon 等（1997）利用 IRAM-30 米对 37 个极亮红外星系（红外光度 $L_{IR}>10^{12}L_{\odot}$）的 CO($J = 1 \to 0$)巡测，其中最高的红移为 $z = 0.27$。这些星系绝大多数为相互作用星系，观测发现它们有较高的 CO 光度。

(5) 其他一些比较有规模的巡测包括：Sage（1993a；b）利用 NRAO-12 米望远镜对 50 个近邻星系（距离≤10Mpc）的 CO（$J = 1 \to 0$）的巡测，分辨率为 55″；Elfhag 等（1996）利用 SEST-15 米和 Onsala-20 米望远镜在 168 个星系中探测到 101 个星系的 CO（$J = 1 \to 0$）发射，分辨率分别为 44″(SEST)和 33″(Onsala)；Chini 等(1996)利用 SEST-15 米和 IRAM-30 米对 98 个正常星系的 CO($J = 1 \to 0$)、CO($J = 2 \to 1$)和 1.3mm 连续谱观测，分辨率从 11″～45″不等。另外，Henkel 和 Wiklind（1997）还总结了早型星系中冷的致密气体的 CO($J = 1 \to 0$)、CO($J = 2 \to 1$)分子气体等的观测性质。

6.1.1.2 亚毫米波 CO 巡测

最近几年随着亚毫米波观测技术的突飞猛进，对河外星系中 CO 气体的观测已不再局限于两个较低的跃迁，CO（$J = 3 \to 2$）已经在一大批星系中探测到（如 Mauersberger 等，1998； Yao 等，2003）并成图（如 Dumke 等，2001）。甚至高达 806GHz 的 CO（$J = 7 \to 6$）的成像观测也成为可能（例如 Mao 等，2000； Bradford，2003）。下面介绍两个主要的 CO（$J = 3 \to 2$）巡测。

(1) HHT（Heinrich-Hertz 望远镜）星系 CO($J = 3 \to 2$)巡测。

Mauersberger 等（1999）利用 HHT-10 米对 28 个近邻星系和极亮红

外并合星系 Arp 220 的 CO(J = 3→2)观测，是对星系中 CO(J = 3→2)转动跃迁谱线的第一次系统研究。观测结果显示样本中绝大多数星系的谱线强度比 r_{31} 的范围在 0.2～0.7 之间，这表明 CO(J = 3→2)。星暴星系 M82、NGC 253 和 Arp 220 中的 r_{31} 都接近于 1，表明其中分子气体的温度和密度较高。

(2) SLUGS（SCUBA Local Universe Galaxy Survey）CO 巡测。

SLUGS 样本中的 104 个星系具有如下特征：IRAS 流量 $S_{60\mu m}\geqslant$5.24Jy；远红外光度 $L_{FIR}>10^{10}L_{\odot}$；赤纬-10°≤ $\delta\leqslant$+50°；速度 $cz\geqslant$1900km s^{-1}。Dunne 等（2000）对这些星系进行了亚毫米波连续谱的成像观测。Yao 等（2003）对其中 60 个红外较亮的星系中心区域的 CO(J = 1→0)和 CO(J = 3→2)进行了分辨率为 15″的单点观测。谱线积分强度比 r_{31} 的平均值为 0.66，但变化范围很大(0.22～1.72)，说明这些星系中的分子气体的激发各不相同。并没发现 r_{31} 与红外光度、尘埃温度、红外颜色及气体质量等之间有任何明显的相关关系。结合文献中关于尘埃及 CO 同位素分子的数据，并利用 LVG 模型估计得到这些 SLUGS 星系中的 CO-H_2 的转换因子在(1.3～6.7) $\times10^{19}$ cm^{-2}(K km s^{-1})$^{-1}$ 之间，比起银河系盘中的值 $X = 2.8\times10^{20}$ cm^{-2} (K km s^{-1})$^{-1}$ 要小 4~20 倍。

另外还有一些针对某类星系的小规模巡测，如矮星暴星系（dwarf starburst galaxy；Meier 等，2001）、早型星系（Vila-Vilaro 等，2003）、室女座星系团星系（Hafok 等，2003）以及亮致密蓝星系（Luminous compact blue galaxies 或简称 LCBGs；Garland 等，2005）等。

6.1.2 干涉阵 CO 巡测

单天线的观测空间分辨率较低，如 Young 等（1995）的巡测工作分辨率为 45″，对他们的绝大多数巡测样本而言，这相当于 1～5kpc，因此单天线所观测的星系的分子气体面密度实际上是一个比巨分子云还要大的尺度上的平均面密度。要细致地研究星系中的分子气体分布、星系核活动以及核周恒星形成等，高分辨的干涉阵观测是必不可少的。第一次利用毫米波干涉阵对河外星系的成图观测是由 Lo 等（1984）利用 OVRO 对 IC342 所进行的分辨率为 7″的 CO（1→0）观测。下面是最近几年完成的或正在进行的一些干涉阵星系 CO 巡测研究工作。

6.1.2.1 NMA-OVRO 近邻旋涡星系 CO 巡测

Sakamoto 等（1999a，b）利用 NMA 和 OVRO 两个毫米波干涉阵对

20 个近邻旋涡星系所做的典型空间分辨率为 4″（约相当于 300pc）的 CO（$J=1\to0$）成像（图 6.1）。样本的选择尽量避免偏向任何星系的形态

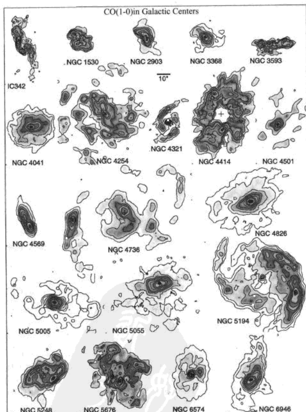


图 6.1　20 个旋涡星系中央区域的 CO（$J=1\to0$）图像。所有的图的空间标尺相同，每个星系中心的+号的心度为 300pc。等强度线及灰度等级详见原文（取自 Sakamoto 等 1999b）

（如是否有棒等）和活动性（如星暴、AGN 等），旨在建立一个旋涡星系的基础样本以研究其中分子气体的性质及任何与分子气体有关的现象。从图 6.1 可以看出，这些星系中的 CO 分布有以盘为主的（如 NGC 4414）、有明显棒旋结构的（如 NGC 4321）、有以旋臂为主的（如 NGC 5194 或 M51）、也有集中在星系核区的（如 NGC 4501）。观测发现样本中的星系核区的 CO 分布标长（scale length，即 CO 发射降到峰值的 1/e 时的半径）的典型值为约 500pc，远小于星系盘上总体 CO 分布的标长。大多数星系的中心区域 CO 速度—位置图所反应的旋转速度都表现出一个较陡的速度梯度，$dv/dr \approx 1\mathrm{km\,s^{-1}pc^{-1}}$。这可能主要归咎于核心区域高度的质量聚集，当然其中一部分也可能是由棒旋星系中的非圆周运动引起的。其中 10 个有棒星系中的分子气体分布比起另外 10 个无棒的星系在统计上更加中央聚集。从 CO 积分强度得到的这些星系中央 1kpc 范围内的气体总质量大多在 $10^8 \sim 10^9 M_\odot$ 之间，大约是相同范围内动力学质量的 10%。而且，有 HⅡ 谱特征的星系中的气体质量与动力学质量之比 M_{gas}/M_{dyn} 明显高于有活动星系核（以下简称 AGN）的星系。这可能与星系核中的分子气体盘的稳定性有关，M_{gas}/M_{dyn} 越高，则稳定性越差。有趣的是，部分星系的速度位置图表明星系中心可能存在 CO 空洞（直径约为 100pc）。另外许多星系中观测到的几百秒差距大小的 CO 团块，很有可能是巨分子云复合体。

6.1.2.2 ViCS（the Virgo high-resolution CO survey）室女星系团高分辨率 CO 巡测

Sofue 等（2003）利用 NMA 对室女星系团中的 15 个旋涡星系进行了空间分辨率为 2″～5″的成像观测。所有的星系都在大约 16.1Mpc 的相同距离，因此有利于相互之间的比较研究。观测发现这些星系中分子气体的形态各异，且不特别依赖其哈勃分类。其中一些星系中的分子气体在中央几个 kpc 范围内表现出明显的中央聚集，其中多为中心单峰类型，也有个别为双峰类型。星系核区双峰的分子气体分布很可能与其中的棒结构有关。而较为延展的 CO 成分的形态可以分为“旋臂型”、“棒型”和“不规则型”。

6.1.2.3 BIMA-SONG（Berkley-Illinois-Maryland Association Survey of Nearby Galaxies）CO 巡测

利用 BIMA 干涉阵对 44 个近邻星系所做的 CO（$J=1\rightarrow0$）发射的成像巡测，典型空间分辨率为 6″。该巡天的特点在于成图的范围较大，通常为 200″。观测同样发现这些星系中的 CO 分布可以说是形态各异的

（Regan 等，2001；Helfer 等，2003）。在这 44 个星系中只有 20 个的 CO 峰值是在星系的中心，而有 6 个星系在中心一个波束范围内甚至没有探测到 CO 发射。

6.1.2.4　NUGA（Molecular Gas in NUclei of GAlaxies）CO 巡测

利用 IRAM PdBI 毫米波干涉阵对 12 个近邻 AGN 进行高空间分辨率、高灵敏度的 CO（$J = 1 \rightarrow 0$）和 CO（$J = 2 \rightarrow 1$）谱线成像，空间分辨率高达约 0.5″～1″（García-Burillo 等 2003a；b）。这也是首次对各种活动类型（Seyfert 1，2 和 LINER）低光度 AGN 中约为 10～100pc 尺度的分子气体的系统观测，旨在研究 1kpc 范围内的分子气体分布与动力学，并研究不同低光度 AGN 中的分子气体到星系核的输运机制。高分辨率、高灵敏度在这类研究中是至关重要的。对观测目前的研究结果显示 NUGA 样本中存在各种不同形式的引力扰动。其中包括如 NGC 4826、NGC 3718 和 NGC 1961 等 $m = 1$ 型，即有一条旋臂和一个倾向一边的不对称盘；如 NGC 6951、NGC 2782 和 NGC 3147 等 $m = 2$ 型，即有两条旋臂和气体棒；如 NGC 7217 等的核区随机模式，即非自引力扰动（Combes 等，2004）。

6.1.2.5　PdBI 极亮红外星系 CO 巡测

Downes 和 Solomon（1998）利用 PdBI 对 10 个 ULIRG 进行了 CO（1→0）和（2→1）的高分辨成像观测，分辨率分别为 1″～3″和 0.5″～1″。观测发现这些 ULIRG 中的分子气体呈现转动核盘或环形结构，在 Mrk 273 和 Arp 220 中还观测到垂直于核盘的大尺度流柱（streamer）或潮汐尾。从 CO 亮温度、双峰的谱线轮廓、有限的尘埃连续谱流量以及气体质量必须小于动力学质量等的限制均表明其中的 CO 谱线是亚热激发的，且具有中等光深（$\tau = 4 \sim 10$）。这一点不同于银河系中的分子云气体，ULIRG 分子气体盘中的湍动程度高是造成中等光深 CO 发射的原因之一。CO 谱线的光度主要来自那些密度较低（300～2000 cm^{-3}）的处于亚热激发的气体。在分子气体盘上的 CO 发射主要来自低密度连续分布的云，这些云由于受到旋转盘中潮汐剪切的影响而不稳定，因此并非自引力束缚（或位力平衡）。从探测到的 HCN 和 CS 发射来看，估计只有 10%的气体是光深较高的高密度气体，且处于自引力束缚状态。而 ULIRG 星系外盘上的 CO 发射则可能来自类似银河系分子云中的气体。ULIRG 中有大量的分子气体（约为 $5 \times 10^9 M_\odot$），和一个较大尺度的富气体旋涡星系差中的相当。在 Arp 220、Arp 193 和 Mrk 273 中发现四个极端星暴区域，在典型尺度大约 100pc 范围内，气体质量和年轻 OB 星红外光度高达约 $10^9 M_\odot$ 和 $3 \times 10^{11} L_\odot$。其中

Arp 220 中有两个极端星暴区域，在 CO(2→1)成图中表现为两个嵌埋在 kpc 级分子气体盘中的两个核盘，并在后来更高分辨率的观测（Sakamoto 等，1999c）中证实为两个反向旋转的盘（见图 6.2）。这种反向旋转可以使角动量在并合过程中有效地抵消。相应的 HCN 观测发现这些极端星暴区域正是高密度分子气体聚集的区域，表明高密度气体与恒星形成的直接关系。另外，从相对较为延展的 CO 分布以及远红外/亚毫米波光度和尘埃温度等分析认为 ULIRG 中极高的远红外光度可能主要是由极端星暴而不是由 AGN 驱动的。

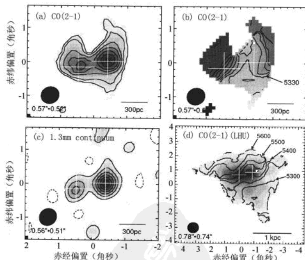


图 6.2　Arp220 的高空间分辨率 CO(2→1)和 1.3mm 连续谱图像。从图中可以明显分辨出两个正在并合的星系核，并且它们为反向旋转的。各个自图分别为（a）扣除连续谱发射后的 CO(2→1)；(b)CO 平均速度场（灰度由浅到深表示速度从小到大，可见两个和的速度梯度是反向的）；(c)1.3mm 连续谱；(d) 总的 CO(2→1)积分强度图（灰度，包括高空间分辨率和低空间分辨率数据）和速度等高图。图中左下角椭圆及数字给出各自图像的观测空间分辨率;“+”符号表示 1.3mm 连续谱图中的两个核的位置(取自 Sakamoto 等，1999c)

随着新建成的亚毫米波干涉阵 SMA 的投入运行，星系的高分辨率干涉阵观测也拓展到了亚毫米波段。星系中高分辨率 CO($J = 3\rightarrow2$)的观测为我们更细致地了解星系中的分子气体性质，尤其是那些局部中等温度的分子气体的激发状态等提供了条件。如 Matsushita 等（2004）利用亚毫米波干涉阵 SMA 对旋涡星系 M51（赛弗特 1.9 型）所作的分辨率为 3.9″×1.6″ 的 CO（3→2）成像，发现其星系核区的 CO 谱线强度比 $I_{32}/I_{10}\approx2$，说明这一区域分子气体处于高激发状态。而这在单天线的观测中是体现不出来的。

高空间分辨率的 CO 观测对研究星系核活动的气体输运机制至关重要。现在我们已经知道，大量的观测事实表明大多数星系核中存在超大质量黑洞（例如，Kormendy & Richstone 1995; Gebhardt 等 2000），而且普遍认为星系核的活动是由于星系中外部气体下落并被输送到位于星系核中央的大质量黑洞而引起的。然而至于究竟是什么机制带走了气体中多余的角动量并驱使气体下落到几十个 pc 的尺度，目前还没有比较一致的共识。从大尺度上来看，星系的碰撞、并合及质量吸积等可以有效地驱动气体下落到大约 1～3kpc 的尺度。数值模拟的结果表明星系中棒的存在所引起的引力扭曲可以使气体有效地输送到星系中心。棒的这种作用很快得到大量观测上的支持（Sakamoto 等,1999b）。然而，当出现内林德布拉德共振环（Inner Lindbrad Resonance，或简称 ILR）时，下落的气体就会盘踞在环上，从而无法继续下落到星系核（例如 Buta 和 Combes，1996）。那么又是什么机制使得气体最终被输运到星系核心的呢？我们可以借助非轴对称的动力学扰动，如引入嵌套的星系核棒（如 Shlosman 等，1989）、倾斜向一边的或 $m = 1$ 的不稳定性（如 García-Burillo 等，2000）、翘曲的核盘［如 Schinnerer 等 2000a, b］、星系核旋涡密度波［如 Englmaier 和 Shlosman（2000）］等。最近 García-Burillo 等（2005）在上面提到的 NUGA 项目的系列研究中发现气体的粘性可能会抵消中低量级的引力扭矩。要真正解决这一难题，显然需要更大样本的更高分辨率和灵敏度的观测，以进一步研究星系核区更小尺度上的分子气体动力学。这也是新一代的毫米波、亚毫米波干涉阵 ALMA 的主要科学目标之一。

6.2 星系中分子气体性质的分子谱线诊断

6.2.1 气体质量：CO 积分强度与 H_2 质量间的转换因子

我们知道CO分子的转动跃迁发射通常不是光学薄的，那么怎样从中得到星系中分子氢的质量呢？银河系的大量研究表明 CO 的积分强度 $I_{CO}=\int T_{MB}dv$（K km s^{-1}）（T_{MB}为主波数亮温度）与氢分子柱密度或质量之间的转换因子接近常数，因此可以直接从观测得到的CO积分强度估计氢分子质量，即 $N(H_2)=X \cdot I_{CO}$ 或 $M(H_2)=\alpha \cdot A_b \cdot I_{CO}$。其中 A_b 为望远镜波束 θ 在所观测星系距离 D 处的空间面积，$A_b=(\pi/4)(\theta D)^2$。在银河系中，这一经验关系的确立是通过将整个分子云平均的 CO 积分强度和下面其他四种独立方法估计的氢分子柱密度相比较得到的，即：①光学消光；②光学薄的CO同位素分子发射［如 Young 和 Scoville（1982）］；③ γ 射线流量（宇宙线与氢分子相互作用产生，如 Bloemen 等 1986）；④从银河系或河外星系分子云直径和速度弥散得到的位力质量（Sanders 等，1985）。这四种独立的方法均得到 $N(H_2)$ 与 I_{CO} 或 $M(H_2)$ 与 L'_{CO} 的线性关系，转换因子为 $\alpha = 2\sim10M_{\odot}/(\text{K kms}^{-1}\text{ pc}^2)$ 或 $X=(1\sim5)\times10^{20}\text{cm}^{-2}/\text{K km s}^{-1}$。

（1）为了得到 ^{12}CO 分子转动跃迁谱光学厚度的信息，我们可以观测丰度较低的 ^{13}CO（太阳附近的 ^{13}CO 丰度约为 ^{12}CO 的 1/90）的转动谱。银河系分子云中的大量观测表明 ^{12}CO（$J=1\rightarrow0$）的光学厚度平均为 7～10，我们有理由相信在星系的大尺度上 ^{13}CO（$J=1\rightarrow0$）极有可能是光学薄的（$\tau_{13}=\tau_{12}/90<<1$），从而可以用来估计质量。大部分的旋涡星系中的 ^{12}CO 与 ^{13}CO（$J=1\rightarrow0$）的观测表明二者的强度比平均值约为 10（误差在两倍范围以内）。这样就可以间接得到河外星系 ^{12}CO 积分强度与 H_2 质量的转换因子。

（2）假设观测到的 CO 发射来自望远镜波束中多个“标准”分子云的总和。每个分子云的 CO 发射均为光学厚的，然而它们的面积填充因子小于 1，亦即它们在视线方向上没有互相之间的遮挡。在某种意义上，组成云的总体分子成分可以假设为光学薄的，这样 $N(H_2)/I_{CO}$ 也就基本上是常数了。这样得到的转换因子与（1）中得到的在两倍范围内一致。

（3）事实上只需两个假设，就可以从理论上证明在星系大尺度上氢

分子柱密度与 CO 积分强度之比 $N(H_2)/I_{CO}$=常数：①积分强度 I_{CO} 可以看成是许多独立的分子云发射的总和(也就是说这些分子云的面积填充因子远小于 1)；②这些分子云都处于位力平衡。其中第一个假设的合理性可以从通常观测到的河外星系中 CO 发射的较低的天线温度得到支持[在 1 角分的分辨率下，河外星系中的 CO（1→0）的天线温度比银河系分子云中的相应值低至少一个数量级]，因此星系中某一速度的分子云被望远镜波束严重稀化了。第二个假设则可从银河系中大量分子云的统计结果得到证实（Solomon & Barrett，1991），这些结果表明分子云的速度弥散 σ 由云的质量 M[或密度 $n(H_2)$]和半径 r 决定：即 $\sigma^2 \propto M/r \propto n(H_2)r^2$，或在给定的半径处 $\sigma \propto n(H_2)^{1/2}$。

基于位力平衡的计算方法，不需要假设 CO 及其同位素分子的相对丰度。这个相对丰度并不能精确地测定，况且它可能随不同的星系或在星系中不同的位置而不同。考虑用一个距离 D 处的一个星系，其中包括 N_c 个半径为 r、氢分子平均密度为 $n(H_2)$、速度弥散为 Δv、辐射亮温度为 T_B 的球状云。当用一个波束 θ 的望远镜观测该星系时，由于波束在 D 处天空平面上的面积为 $A_b = (\pi/4)(\theta D)^2$，而星系中每块云的面积为 $a = \pi r^2$，所以每块云的面积填充因子为 $f = a/A_b$，则总的 CO 积分强度为：

$$I_{CO} = N_c T_B \Delta v \pi r^2 / A_b \tag{6.4}$$

而平均面密度为

$$N(H_2) = N_c \left(4\pi r^3 n(H_2)/3\right) / A_b \tag{6.5}$$

二者之比为

$$\frac{N(H_2)}{I_{CO}} = \frac{4}{3}\frac{r \cdot n(H_2)}{T_B \Delta v} \tag{6.6}$$

从位力关系可以得到 $\Delta v = (\alpha GM/r)^{1/2}$（$\alpha$ 为一个数量级为 1 的因子，G 为引力常数），从而有 $\Delta v \propto n(H_2)^{1/2} r$，或者对于一个给定的 r 有 $\Delta v \propto n(H_2)^{1/2}$。$N(H_2)/I_{CO} \propto n(H_2)^{1/2}/T_B$。对于 T_B = 10K 和 n = 200cm^{-3}，该转换因子为 2.8×10^{20}cm^{-2}(K km s^{-1})$^{-1}$。那么气体质量 $M_{gas}(M_\odot)$与 CO 光度 L'_{CO}(K km s^{-1}pc^2)的关系为

$$M_{gas}/L'_{CO} \equiv \alpha = \left(\frac{4m\times1.36}{3\pi G}\right)^{1/2} \frac{[n(H_2)]^{1/2}}{T_B} = 2.6\frac{[n(H_2)]^{1/2}}{T_B} \tag{6.7}$$

其中 m 为 H_2 分子的质量，考虑 He 增加 36%的质量，$n(H_2)$和 T_B 单位分别为 cm^{-3} 和 K。这正是为什么可以用 CO 光度估计气体质量的物理基础。当

然这只是一个理想化的估计，更复杂的模型可以考虑星系中的分子云密度变化且有一定的尺度分布。如果考虑 CO 的转动能级布居是通过与氢分子 H_2 的碰撞决定的，对于亚热激发的（$T_{ex}<T_k$），模型计算（Radford 等，1991）表明在相当大的密度和动能温度范围内，某一个源的平均亮温度与氢分子气体密度的平方根成正比，即 $T_B \propto [n(H_2)]^{1/2}$。此时，转换因子便成了常数。

根据这个简单的模型，转换因子似乎并不应该依赖金属性，因为云的光深一般较大，CO 发射的强弱只依赖于激发温度以及云的大小，而不会随 CO 丰度的减少而有明显的改变。然而对那些贫金属性星系例如大、小麦哲伦云，观测表明转换因子严重依赖其金属性。采用银河系中的 CO-H_2 转换因子将明显低估大小麦哲伦云中的分子气体总质量。相反，对于极亮红外星系而言，采用银河系中的 CO-H_2 转换因子明显高估了这些星系中的分子气体质量近 5 倍（Downes & Solomon，1998）。其主要原因在于，极亮红外星系中的 CO 发射有很大一部分是可能来自中密度较低的非位力平衡的云际介质（intercloud medium）。因此谱线线宽是由区域中总的动力学质量 M_{dyn} 决定的，即 $\Delta v^2 = GM_{dyn}/R$。CO 光度依赖于动力学质量和气体质量。如果定义等效气体密度为 $n_t = M_{dyn}/(1.36\times4\pi R^3/3)$，则 $M_{dyn}/L'_{CO} = 2.6 n_t^{1/2} T_B^{-1}$。考虑气体质量 $M_{gas} = (1.36\times4\pi R^3/3)\times n(H_2)$，则气体质量占动力学质量的比例为 $f \equiv M_{gas}/M_{dyn} = n(H_2)/n_t$。通常的 CO 光度与 H_2 质量的转换关系变为，

$$M_{dyn}/L'_{CO} = f^{-1/2}\alpha = 2.6 f^{-1/2} n_t^{1/2} T_B^{-1} \tag{6.8a}$$

或者

$$M_{gas}/L'_{CO} = f^{1/2}\alpha = 2.6 f^{1/2} n_t^{1/2} T_B^{-1} \tag{6.8b}$$

因此有

$$M_{dyn} M_{gas} = (\alpha L'_{CO})^2 \tag{6.9}$$

可见 $\alpha \cdot L'_{CO}$ 低估动力学质量而高估气体质量。因此估计气体质量时需用比 $2.6n(H_2)^{1/2}T_B^{-1}$ 小的 α 值。

其实，即使在银河系中该转换因子也并非处处相同。对巨分子云，这一转换因子通常为 $1\sim5\times10^{20}\mathrm{cm^{-2}(K\ km\ s^{-1})^{-1}}$，而那些高银纬云中的转换因子似乎有明显不同 $0.3\sim7\times10^{20}\mathrm{cm^{-2}(K\ km\ s^{-1})^{-1}}$（Magnani & Onello，1995）。另外还观测到了转换因子随银心距的变化（Sodroski 等，1995）。不过，当观测资料非常有限时，用这样一个转换因子估计星系中分子气体质量的数量级还是可行的。

6.2.2　密度与动能温度——诊断工具：谱线强度比

要得到星系中分子气体的物理条件，尤为重要的是氢分子数密度 $n(H_2)$ 和动能温度 T_k，我们需要一个诊断工具。不同于第四章中讲到的银河系中分子云的情形，通常在河外星系中 $^{12}CO(J = 1\rightarrow 0)$可能是唯一观测过的分子谱线。如果有高分辨率的CO观测，则可以研究其中分子气体的运动学。除此之外，很难再得到其他关于物理条件的信息了。显然，要研究分子气体的物理性质，只有 $^{12}CO(J = 1\rightarrow 0)$观测是不够的。如果能观测多条CO谱线（包括 ^{12}CO 的高 J 跃迁和同位素分子 ^{13}CO 和 $C^{18}O$ 的谱线），就可以得到一些关于分子气体的激发条件等的信息，并有可能通过第四章中介绍的LVG近似等简化的模型求解辐射转移问题而估计 $n(H_2)$和 T_k。

LVG 模型需要知道整个分子云的速度结构，并假设云中的运动由系统的大速度梯度主导。当我们观测河外星系中的分子谱线时，由于空间分辨率的限制，望远镜波束中看到的通常是多个分子云或团块的集合。因此，我们并不知道其中的团块结构及其中子成分之间的相互运动以及系统的可能转动等。从这个意义上讲，LVG 近似是“非物理的”。不过，在不知道系统的三维速度结构之前，其他的模型也基本上都是不现实的。而LVG模型因其简单而仍旧被广泛采用。

一般的LVG模型还有一个明显不足，它只考虑了一个气体成分，即只考虑单一密度和温度下的气体，而实际的分子云都是有密度与温度结构的。不过由于LVG近似所采用的假设都是比较明确的，该方法对估计其中主要气体成分的物理性质还是非常有用的。当然，也可以构建较为复杂的双成分LVG模型，不过这样的模型通常需要更多的观测资料作为输入参数。由于在河外星系中，可以获得的分子谱线观测资料一般都非常有限，因此这种情形下LVG模型对分析其中的分子气体物理性质是非常有用的。

图 6.3 给出的就是一个基于有限的观测资料的LVG模型计算的例子（Hüttemeister，2004）。为了避免波束填充因子不确定可能带来的麻烦，我们通常用谱线强度比作为“诊断工具”。如图中的曲线即分别为三种谱线强度比 R_{10}、R_{21} 以及 r_{21}。如果这些线相交于一点，那么这一点所对应的密度与温度就应该是最可能的解。然而，实际计算中经常出现的情况却是这些线并不正好相交于一点，这时就要通过寻找所谓最小 χ^2 来确定最可能的解。不过在这类计算中，我们仍然需要假设不同谱线或跃迁来自相同的区域，即它们的填充因子相同。这在仅仅考虑较低能级的几个CO转动谱线发射时，还是比较合理的。但是需要注意的是，当考虑高密度气体

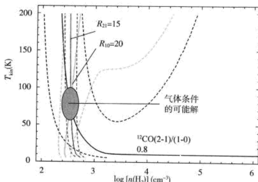


图 6.3 一个 LVG 模型计算的例子。其中较深的灰线表示 $R_{21}=I\,[^{12}CO(J=2\to1)]\,/\,I[^{13}CO(J=2\to1)]$，较淡的灰线表示 $R_{10}=I\,[^{12}CO(J=1\to0)]\,/\,I\,[^{13}CO(J=1\to0)]$，黑线表示 $r_{21}=I\,[^{12}CO(J=2\to1)]\,/\,I\,[^{12}CO(J=1\to0)]$。虚线均表示从观测到的谱线强度计算的 1 σ 误差。在这个例子中，观测分别给出 R_{21}=15，R_{10}=20 和 r_{21}=0.8。图中的阴影部分表示分子气体主导成分的最可能的密度与动能温度的范围（取自 Hüttermeister,2004）

示踪分子如 HCN、HNC 及 CN 等时，这样的假设就不再成立了。

显然，要得到一个解，至少需要观测三条谱线。考虑到谱线的强度、地球大气透明度等方面的因素，实际的研究中通常用到的最典型的三条谱线分别是 $^{12}CO(J=1\to0)$、$^{12}CO(J=2\to1)$和 $^{13}CO(J=1\to0)$。当然，如果能观测到其他的谱线，如 $^{12}CO(J=3\to2)$、$^{13}CO(J=2\to1)$ 或 $C^{18}O(J=1\to0)$等，那么显然我们会得到更多的信息，而且可以考虑不止一个气体成分的模型。甚至可以让同位素相对丰度和速度梯度也成为自由参数，并通过多维的迭代过程解出这两个参数（例如 Weiβ 等，2001；Mao 等，2000）。

其实通过仔细研究模型并与已知的星系环境相联系后可以发现，有时仅仅通过其中的一个谱线强度比，例如 R_{10}，就可以获得其中主导分子气体成分的主要性质的信息。如星系盘上的旋臂中通常有 $R_{10}\approx4\sim6$（Polk 等 1988）；星暴星系的星暴核区有较高的 $R_{10}\approx10\sim15$（Aalto 等 1995）；而明亮的并合星系中心则似乎有更高的 $R_{10}>15$（Casoli 等，1992）。

从模型分析我们知道，较高的 R_{10} 通常对应于较低的总体氢分子数密度 $n(H_2)\leqslant10^3cm^{-3}$。$^{13}CO$ 本身丰度较低，在这样的密度下其有效光深一般较低，因此易受到 UV 辐射的破坏而产生选择性离解，从而使丰度更低。这种密度较低的弥漫分子气体是星暴环境或棒的激波环境中分子气体的

主要成分，它们通常同时表现出较高的湍动度（Hüttemeister，2004）。在这种弥漫的分子气体环境下，$^{12}CO(J=1\rightarrow0)$谱线的光深$\tau\approx1\sim2$，因此光学厚的假设不再成立。这就直接影响到分子气体总质量的估计。因为星系中的氢分子柱密度通常都是用$^{12}CO(J=1\rightarrow0)$谱线的积分强度去估计的：$N(H_2)=I(CO)\ X_{CO}$。其中转换因子 X_{CO} 一般取银河系中的典型值 $X_{CO}=(1.8\sim2.3)\times10^{20}cm^{-2}\ (K\ km\ s^{-1})^{-1}$（Strong 等，1988；Dame 等，2001）。这个转换因子对星系盘上的气体可能还是适用的，然而在弥漫气体主导的区域该因子显然是太大了。因为上面已经提到，能够直接从$^{12}CO(J=1\rightarrow0)$谱线的积分强度估计分子气体质量需要两个假设：$^{12}CO(J=1\rightarrow0)$发射为光学厚，而且分子气体必须处于位力平衡状态。而在弥漫气体主导的区域，这两个条件都不成立了。因此用银河系转换因子所计算的分子气体质量通常都是高估了 3～10 倍。从银河系到那些具有（极）亮红外光度的星暴星系，几乎所有的星系中心都存在这样一个转换因子的问题。因此过去基于CO 观测所估计的星系中的分子气体质量很可能或多或少都存在问题，并需要仔细考虑。

相同空间分辨率下^{12}CO的不同转动跃迁谱线积分强度之比r_{ij}可以作为分子气体激发条件的诊断工具。Braine 等（1993）在他们的近邻旋涡星系样本中观测得到r_{21}的平均值为$\langle r_{21}\rangle=0.89$；Aalto 等（1995）则在各种红外亮星系中观测得到$\langle r_{21}\rangle=0.93$；Garland 等（2005）则在亮致密蓝星系（Luminose Compact Blue Galaxy 或简称 LCBG）中观测得到$\langle r_{21}\rangle=1.1$。可以看出在各种星系中$\langle r_{21}\rangle$接近于 1。对于一个能够用单一的温度和密度描述的均匀的源而言，如果假设两条跃迁同为光学厚且具有相同激发温度（$T>10K$），则可以得到$r_{21}\approx1$（如 Bolatto 等，2003）。较低的温度或密度以及非均匀性都会使r_{21}的值明显小于 1。如金牛座暗星云中有$\langle r_{21}\rangle=0.5$；而在像 Orion A 那样的巨分子云中则有$r_{21}\geq0.7$（Hasegawa，1996）。

r_{31}则能更好地反映星系中不同分子气体激发条件的差异，从而可以更精确地确定气体温度和平均密度。Mauersberger 等（1999）在 28 个近邻旋涡星系中观测的到的$r_{31}=0.1\sim1.6$，中值为 0.63；SLUGS 样本中的红外亮星系也有类似的结果：$r_{31}=0.22\sim1.72$，中值为 0.66；Meier 等（2001）对一个由 8 个矮星暴星系组成的样本的观测得到$r_{31}=0.37\sim1.1$，中值为 0.61；Garland 等（2005）则在 20 个亮致密蓝星系中观测得到$r_{31}=0.24\sim1.2$，中值为 0.72。这些强度比r_{31}的中值都大于银河系巨分子云中的值（$r_{31}=0.4$），但与稠密团块中的值（$r_{31}=0.6\sim1$）相当（Williams & Blitz，1998）。因此，可以说在近邻星系中心区域的星际介质的平均性质类似于银河系恒星形成区中的稠密核。Dumke 等（2000）对 12 个近邻星系的

$CO(J=3\to2)$成图观测发现 r_{31} 随着离星系中心距离增加而降低，说明从星系中心向外高激发分子气体成分的比例减少。Weiβ（2005，见图 6.4）比较了星暴星系 M82 的 CO（3→2）和（1→0）深度积分观测结果，发现核盘上的 r_{21} 和 r_{31} 分别为 1.2 和 0.8，而在晕、流柱及外流区域 r_{21} 和 r_{31} 平均值分别为 0.8 和 0.4。说明星系晕、外流以及流柱（streamer）中的分子气体的激发条件与中央分子核盘上的分子气体明显不同。然而，R_{10} 的变化趋势则正好相反，从中心核区的 R_{10}=20 到晕、流柱及外流区域的平均值〈R_{10}〉=30，某些流柱中的 R_{10} 甚至高达 40。表明那里的气体也明显不同于银河系或正常旋涡星系的盘中的气体，因为那里通常 ^{12}CO 谱线的光深较大，从而有典型值 $R_{10}\approx5$。大量的星暴星系中的研究已经清楚地显示较高的、比较接近$[^{12}CO]/[^{13}CO]$丰度比的 R_{10} 值通常意味着相应的气体成分是比较弥漫的$[n(H_2)\leqslant10^3cm^{-3}]$、中等温度（$T_k\approx50K$）的气体，其 ^{12}CO 谱线通常有中等光深（例如，Aalto 等，1995）。也正是由于这种 r_{31} 的径向分布，我们在比较不同距离的星系，尤其是比较近邻星系与红移较高的星系中的 r_{31} 时需要考虑到这种 r_{31} 的分布的影响（注意同一望远镜观测的不同距离的星系具有不同的线尺度分辨率）。

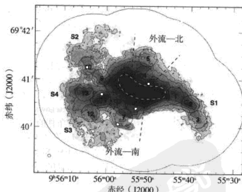


图 6.4　OVRO 干涉阵和 IRAM-30 米单天线观测合并后的 M82 中 $CO(1\to0)$积分强度对数分布图（Walter 等 2002）。图中的圆圈表示 Weiβ 等（2005）用来分析谱线强度比的区域。S1，S2，S3 和 S4 表示流柱区域，黑色虚线所夹的区域表示外流区域，白色虚线标出的区域表示中央分子气体盘区域(取自 Weiβ 等，2005)

6.3　星系中的致密分子气体

CO无疑是研究星系中较为弥漫的分子气体分布及运动学特征的最佳示踪分子，然而通常为光学厚且很容易激发的CO转动谱线趋于反映被辐射照亮而温度中等的云的表层。而致密气体才是与星系中恒星形成密切相关的。同时星系中不同区域之间明显的物理和化学性质的差异也可以从星系的动力学得到一定的解释。为了了解不同星系环境下的分子云与恒星形成的关联以及分子气体的物理和化学特性与星系动力学的关联，我们还需要观测和研究那些较冷的致密气体成分的示踪分子。

6.3.1　HCN

HCN是星系中继CO之后最强的热化激发的星际分子谱线之一。与其同位素分子$H^{13}CN$的比较分析表明大多数星系恒星形成区中的HCN可能有较为中等的光学厚度。HCN作为高密度气体探针分子，其分子谱线发射示踪那些巨分子云中与恒星形成密切相关的稠密核（见第四章）。与CO分子谱线相比较，尽管CO可以很好地示踪星系中的分子气体总质量，而HCN则能更好地示踪星系中的恒星形成。自首次在星暴星系M82和NGC 253中观测到河外星系中的HCN分子谱线后（Rickard等，1977），陆续在一些小样本的不同类型的近邻星系中观测到HCN。最近Gao和Solomon（2004a，b）对53个红外和/或CO较亮的星系进行了系统的高灵敏度HCN（J=1→0）成图巡天观测，并在其中52个星系中探测到HCN发射。对有可靠多点HCN观测数据的65个星系的综合分析发现可以作为恒星形成率量度的红外光度和HCN谱线光度之间存在线性相关关系图[6.5（a）]，而与CO谱线光度之间的关系却是非线性的。极亮红外星系的红外光度与HCN谱线光度比L_{IR} / L'_{HCN}与正常旋涡星系一样，说明极亮红外星系也主要是恒星形成驱动的（Gao和Solomon 2004b）。这充分说明红外光度所预示的恒星形成率紧密依赖于由HCN所示踪的稠密气体，而非由CO示踪的总的分子气体。同时还发现比起IR-CO光度相关关系，HCN-CO光度相关关系更为紧密[图6.5（a）]，亮红外星系中较强的HCN谱线光度，表明其中包含的高密度气体质量较大，高密度气体所占总分子气体质量的比例也较高。HCN和CO谱线的光度比L'_{HCN} / L'_{CO}可以示踪星暴。极亮红外星系（ULIRG）中的L'_{HCN} / L'_{CO}通常在1/4～1/8之间，

而正常旋涡星系中的该值通常在 1/25～1/40 之间。同时样本中 L'_{HCN} / L'_{CO}>1/14 的所有星系都是亮红外星系或极亮红外星暴星系。局域的恒星形成效率依赖于星系中稠密气体的比例。

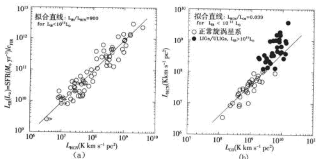


图 6.5 (a) 65 个星系的 HCN 光度 L_{HCN} 与红外光度 L_{IR} 的相关关系。箭头表示观测给出上限或下限；(b)CO 光度 L_{CO} 与 L_{HCN} 的相关关系。其中“○”和“●”分别表示正常旋涡星系和 ULIRG。两图中实线均表示斜率固定为 1 时对正常旋涡星系的线性拟合。其中 L_{HCN} L_{HCN} 即 L'_{HCN}（取自 Gao & Solomon 2004b）

6.3.2 NH_3

在河外星系的观测中面积填充因子（f<1）通常是未知的。热化的低密度探针分子如 CO 就不能再被用来确定星系的动能温度 T_k 了。取而代之，我们可以选择如 NH_3 或 CH_3CN 等对称陀螺分子来做星系中分子气体的温度计，因为这些分子的能级布居主要由碰撞决定。通常这些分子会有多条跃迁出现在较窄的频率范围内，从而很容易实现同一望远镜同一接收机的相同分辨率的观测，因此可以通过这些不同跃迁的谱线强度比确定气体温度，而无需考虑填充因子的影响。对称陀螺分子的激发通常要求 H_2 的密度在 $10^4 cm^{-3}$ 的量级，因此 NH_3 示踪的是与恒星形成密切相关的稠密气体，而非通常由 CO 所示踪的低密度气体。由于星系中的 NH_3 反演线发射通常较弱，计算转动温度与柱密度等的常用手段就只能用前面提到的转动图方法或布居图方法。

Martin 和 Ho（1979）在近邻星系 IC342 和 NGC 253 中首次探测到了 NH_3（1,1）反演线。之后不久（J，K）=（2，2）、（3，3）和（4，4）也

陆续在 IC 342 中被观测到。到目前为止有关河外星系的 NH_3 反演线观测有 IC342、NGC 253、M82 和 Maffei 2。图 6.6 给出这几个河外星系的 NH_3 亚稳态能级转动图（参见第四章）。其中在 IC342 中甚至观测到了能级能量高达 848K 的（9，9）线。Mauersberger 等人（2003）的研究表明 NGC 253、Maffei2 和 IC 342 中均存在温度较高（>100K）的气体，且波束（34″）平均的 NH_3 相对丰度差不多，都在 $1\sim2\times10^{-8}$ 范围内。然而 M82 中的 NH_3 谱线发射所示踪的气体成分却相对较冷（～30K），且波束平均的 NH_3 相对丰度比其他几个星系小一个数量级（$\sim10^{-9}$）。要提供足够的 NH_3 激发，M82 中的 NH_3 发射气体成分一定具有相对较高的密度，使这部分气体免遭光致电离辐射的影响而保持较低的温度。因此 M82 中气体的总体加热机制可能有别于其他几个星系。

最近 Henkel 等（2005）又在一个红移约为 0.7 的引力透镜系统

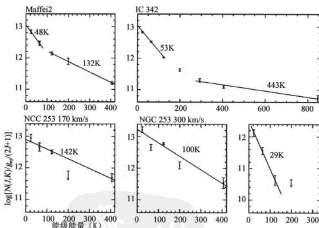


图 6.6　河外星系 Maffei 2、IC 342、NGC 253 和 M82 的 NH_3 亚稳态能级转动图。横坐标是对应跃迁所在能级的能量（单位：K），纵坐标为 $\log[N(J,K)]/g_{op}(2J+1)$。图中的直线和标于其上的温度为对观测点的线性拟合以及所得到的转动温度。其中 NGC 253 给出了两个速度分量的结果（Mauersberger 等，2003）

B0218+357 中探测到 NH_3 （J, K）=（1，1）、（2，2）和（3，3）反演线的吸收线。NH_3 观测所确定的动能温度约为 55K，结合其他分子谱线观测所给出的上限分析表明吸收线来自较为温热和弥漫的以分子形式为主的气体，比起银河系及近邻星系中的分子云来具有独特的物理特性。

6.3.3 其他分子谱线

目前在河外星系中观测到的星际分子品种总数已有近 40 种（包括氘化取代分子，但不包括同位素取代分子）。表 6.1 列出所有以观测到的河外星际分子（相关参考文献可参见因特网网址 http://www.ph1.uni-koeln.de/vorhersagen/molecules/）。其中除了 H_2 和 CH^+ 外，其他均为射电谱线。标以**者为通过电子谱探测到的，标以?者表示探测到的谱线信噪比较低（$S/N \approx 3$），有待进一步确认。

6.3.4 星系中的星际化学

我们已经从第四章了解到在分子云中每一个分子谱线示踪一定的密度和温度范围，同时不同的分子还会示踪不同的化学特性[参见 van Dishoeck 和 Blake(1998)的综述文章]。下面我们以几个典型的星系为例，介绍星系中常见的一些化学特征。

6.3.4.1 星暴星系 M82 和 NGC 253 中的化学特征差异

我们从分子谱线搜寻的研究知道银河系中的两个热核 Orion-KL 和 Sgr B2 都表现出丰富的分子谱线特征，即俗称“谱线森林”（参见 4.2.4 节）。二者之间谱线搜寻中发现的不同特征清楚地表明它们之间的化学性质差异。星暴星系 M82 和 NGC 253 中同样观测到丰富的分子谱线，表 6.1 中的绝大多数河外星系中的分子谱线都是在这两个星系中发现的。而二者的区别非常类似于银河系中 Orion KL 和 Sgr B2 的区别。

现在河外星系中的谱线巡测也已成为可能。最近在 NGC 253 中的 2mm 波段谱线巡测新发现 10 个品种的分子谱线，加上这之前已证认 27 种分子谱线，目前在河外星系中观测到的星际分子品种已有近 40 种（Martín 等 2006）。研究发现 NGC 253 中的化学组成非常类似于银河系中心区域的分子云复合体 Sgr B2（Martín 等 2005）。M82 中 CN 和 CH_3CCH 的丰度和 NGC 253 中相当，而其他分子如 NH_3、CH_3OH、CH_3CN、HNCO 以及 SiO 等的丰度都明显低于 NGC 253。M82 中较低的分子气体动能温度可能是造成某些分子丰度偏低的原因之一，较高的气体动能温度可以使

形成于尘粒表面的固态的分子气化从而使相应分子明显增丰。前面提到的 NH_3 观测（Mauersberger 等，2003）证实了二者星暴区域的气体动能温度差异，NGC 253 中的气体动能温度高达约 150K，而 M82 中只有约为 50K。SiO 的丰度在激波区域会有显著的增高，因此是“激波化学”的良好探针分子。M82 和 NGC 253 中都观测到大尺度的激波，然而对这两个星系的高空间分辨率 SiO 观测表明二者星暴分子气体盘中的大尺度激波的驱动机制可能不尽相同（García-Burillo 等 2000；2001）。NGC 253 中的 SiO 发射主要分布在一个 700pc 直径的核周盘（CND）中，它所示踪的大尺度激波是由大质量恒星形成和星系盘中的棒引起的密度波造成的。NGC 253 中探测到的 SO_2、NS 和 NO 等分子谱线都进一步说明了其星系核区的激波的存在（Martín 等 2003；2005）。而 M82 中的 SiO 发射则明显延伸到星系盘面以外，形成一个大约 500pc 尺度的“烟囱”状结构和一个巨大的超级气壳。这种显著的区别可能与这两个星系中星暴的演化阶段不同密切相关，M82 中的星暴处于比 NGC 253 中的星暴更晚的演化阶段。

表 6.1 河外星系中探测到的星际分子

2 原子	3 原子	4 原子	5 原子	6 原子	7 原子
OH	H_2O	H_2CO	c-C_3H_2	CH_3OH	CH_3CCH
CO	HCN	NH_3	HC_3N	CH_3CN	
H_2	HCO^+	HNCO	CH_2NH		
CH **	C_2H	H_2CS (?)	NH_2CN		
CS	HNC	$HOCO^+$			
CH^+ **	N_2H^+	C_3H			
CN	OCS				
SO	HCO				
SiO	H_2S				
CO^+ (?)	SO_2				
NO	HOC^+				
NS	C_2S				

另一方面，M82 中观测到广泛分布的 HCO 发射，而 NGC 253 中却没有观测到 HCO（García-Burillo 等，2002）。HCO 因为会在分子气体与电离气体的相互作用界面上增丰而成为“光致离解区（PDR）化学”的良好探针分子。高空间分辨率观测发现 M82 中的 HCO 发射呈环状分布，并与 CO 分子环及 HⅡ区环嵌套，位于分子环面的外边缘。M82 中总体较高

的 HCO 相对丰度（约 4×10^{-10}）表明其星系核盘可能已经形成一个直径约 650pc 的巨型 PDR（García-Burillo 等，2002）。Fuente 等（2005）在 M82 核盘中观测到较高丰度的小的碳氢化合物（如 C_2H、c-C_3H_2 和 CH_3C_2H 等）以及较高的 CN/HCN 和 HOC^+/HCO^+强度比。这些都进一步证实了 M82 核盘中是一个巨型 PDR 的解释。另外，嵌套环状结构的存在以及观测到外部环中 HCO 丰度最高的事实进一步表明星系核盘中的 PDR 化学正在向外传播。可见 M82 中高空间分辨率的 HCO 和 SiO 观测反映的是同时存在的两种不同的化学特征——“激波化学”与“PDR 化学”。M82 中较为演化了的星暴的强 UV 辐射场在核盘中形成一个巨型 PDR，同时超新星爆发等产生的热气体的膨胀挟带中性气体进入星系晕，从而驱动位于核盘与晕相互作用界面上的激波。星系中可能还有多种过程会影响某种分子的相对丰度，目前的相关研究还非常有限。因此要真正理解 M82 和 NGC 253 中观测到的化学性质差异，还需要进一步多分子谱线的高分辨率研究。

6.3.4.2 星系中不同区域的化学特征差异

化学性质的差异不仅存在于不同的星系之间，也存在于星系中不同的区域之间。借助具有高空间分辨率的毫米波干涉阵，分辨星系中的单个巨分子云从而研究星系中不同区域的化学特征差异已经成为可能。Meier 和 Turner（2005）利用 OVRO 干涉阵对近邻 Scd 星系 IC 342 中心约 500pc 的区域进行了空间分辨率约为 5″（相当于约 50pc）的八种天体化学中重要的分子谱线的 3mm 波段成像。这些分子包括 C_2H、HNCO、HNC、HC_3N、N_2H^+、$C^{34}S$、CH_3OH 和 SO。这些分子谱线的激发能量比较接近，而且云的密度足够高可以保证它们大多为碰撞激发的。然而观测发现它们各自的分布却非常不同。结合 CO 和 HCN 观测资料的综合分析表明，这些分子大致可以分为三类。第一类包括 N_2H^+、$C^{18}O$、HCN 和 HNC，它们的分布较广而且发射较强，能很好地反映总体的致密分子气体；第二类包括 C_2H 和 $C^{34}S$ 等对 PDR 区比较敏感的示踪分子，它们的发射一定是来自辐射较强的中心 50～100pc 区域；而第三类则包括 CH_3OH 和 HNCO 等分子，它们紧密地分布在棒引起的轨道激波区域。图 6.7（a）是他们综合所有的观测结果给出的 IC 342 的结构示意图。另外，在 IC 342 的星系核区高空间分辨率的观测第一次同时看到化学特征类 M82 的区域和类 NGC 253 的区域。其中与激波关联的区域表现出类 NGC253 特征，而与 PDR 成协的区域则表现出类 M82 的化学特征。另外，HNCO 和 CH_3OH 可能比 SiO

更适合作激波区域的示踪分子，因为这两种分子在 3mm 的谱线比 SiO 强得多。研究表明星系中的动力学是导致不同区域表现出不同化学特征的重要原因之一。如图 6.7（b）所示，星系中棒的动力学模型（Athanassoula，1992）可以很好地解释在 IC 342 和 NGC 6946 中观测到的各种分子气体分布特征。如 x_1 和 x_2 轨道相交处以及 x_1 轨道的尖端产生的激波区域正是那些高密度气体聚集的区域，而 NGC 6946 中观测到的 R_{13} 较高的沿展的低密度气体成分则正好对应于理论预言的所谓“喷雾”（spray）区域[见图 6.7（c），Meier 和 Turner，2004]。

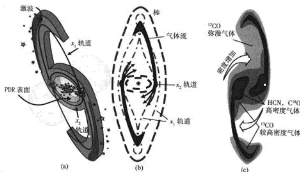


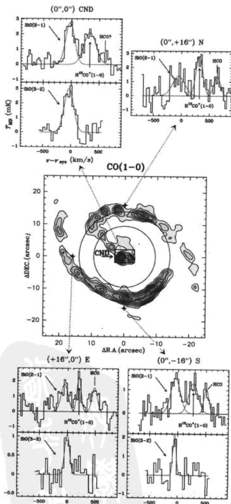
图 6.7　（a）IC342 中化学和物理结构示意图（取自 Meier & Turner，2005）。（b）棒的引力势中的基本分子气体流示意图（根据 Athanassoula，1992）。（c）棒引力势中处于不同物理条件的成分的分布示意图（以 NGC 6946 为例）。其中 HCN 和 $C^{18}O$ 较亮的区域相应的气体密度最高，主要分布在 x_1 和 x_2 轨道相交的部分，这可以很好地解释 R_{13} 和 CO/HCN 分布中看到的“马鞍形”结构。^{13}CO 则主要出现在中央环状结构区域以及棒的尖端。CO 在整个区域都较强，示踪那些密度较低的气体。R_{13} 较高的那些区域中的气体密度较低且分布较为延展，它们对应于理论预言的棒引力势中的“喷雾”（spray）区域（取自 Meier & Turner,2004）

6.3.4.3　AGN 中的分子气体化学

星系核中除了前面提到的恒星活动（即核区的或核周的星暴）外也有非恒星的（即 AGN）。AGN 会通过强辐射场和高速喷流向其宿主星系注入巨大的能量，因此可以想见 AGN 一定会对中央“引擎”附近的气体产生破坏性的影响。多波段的观测证据表明 AGN 中的中性星际介质的总体性质明显不同于正在发生恒星形成的星系盘以及星暴星系中的中性气体

（Genzel 等，1998；Laurent 等，2000）。特别值得注意的是，靠近中央“引擎”的分子气体会暴露于强 X 射线辐射场中。AGN 的吸积盘会发出很强的 UV 辐射，然而只要中性气体柱密度达到 $N(\mathrm{H})\approx10^{21}\mathrm{cm}^{-2}$，就会使 UV 辐射大大衰减。但是硬 X 射线光子（2～10 keV）则可以穿透柱密度高达 $N(\mathrm{H})\approx10^{23}\sim10^{24}\mathrm{cm}^{-2}$ 的中性气体。因此，X 射线主导区域（或简称 XDR）可能是 AGN 宿主星系的核周盘（circumnuclear disk 或简称 CND）环境中分子气体的主要发射源，而相关的化学特征因此被称为“XDR 化学”。

关于 AGN 的 CND 中气体不同寻常的观测证据最早来自 NGC 1068 中的 HCN 和 CO 观测（Tacconi 等，1994；Sternberg 等，1994）。NGC 1068 是研究星系核活动及恒星形成对分子气体影响的理想天体。这个典型的 Seyfert 2 型星系中包含一个直径大约为 2.5～3kpc 的核周星暴星系环，而环内是一个 2.3kpc 的恒星棒。星暴环中探测到的强 CO 发射表明确实有足够的气体供给大质量恒星形成。同时中央 200pc 尺度的 CND 中也有明显较强的CO 发射，且有两个峰形成一个环绕 AGN 的不对称的环（Schinnerer 等，2000，见图 6.8）。最特别的是，CND 中的 HCN 发射异常的强（Tacconi 等，1994），谱线强度比 HCN/CO 高达 1～10。计算得到的 HCN 和 CO 丰度比为 $X(\mathrm{HCN})$ / $X(\mathrm{CO})$约为几倍 $10^{-3}\sim10^{-2}$，是目前观测到的所有星系中心最高的（Sternberg 等 1994）。对于如此异常的高 HCN/CO 丰度比，一种解释认为是稠密气体中氧元素的选择性亏损（depletion）造成的，因为在这种模型中所有含氧元素的分子（如 CO）丰度都会低于正常值（Sternberg 等，1994）；另一种解释则认为是 AGN 附近增强的 X 射线对分子云的电离使 HCN 增丰所致（Lepp 和 Dalgarno，1996）。而且 X 射线还会蒸发小的（约 10Å）硅酸盐尘粒，提高所有难熔元素的气相比例，并进而增加某些分子（如 SiO）在受 X 射线辐射分子气体中的丰度（Martín-Pintado 等，2000）。在这一 XDR 化学模型中，CN 和 OH 等一些双原子分子会明显增丰。而且 OH 的增丰会促成 CO^+和 $\mathrm{H_2O}$ 的形成，而这些分子都直接参与 HCO^+的形成，因此会形成大量的 HCO^+。在 XDR 中相近的深度，HCN、CN 及 HCO^+的丰度会同时达到峰值（Yan 和 Dalgarno，1997）。理论模型还预言在 XDR 中 CN 和 HCN 的丰度比 $X(\mathrm{CN})/X(\mathrm{HCN})>1$。因此 CN/HCN 强度比也许可以作为 CND 化学中与 X 射线相关的诊断工具之一。


(0",0") CND
SiO(2-1)
HCO?
$H^{13}CO^+(1-0)$
SiO(3-2)
T_{MB} (mK)
$v-v_{sys}$ (km/s)
(0",+16") N
SiO(2-1)
HCO
$H^{13}CO^+(1-0)$
CO(1-0)
ΔDEC.(arcsec)
ΔR.A.(arcsec)
CND
(+16",0") E
SiO(2-1)
HCO
$H^{13}CO^+(1-0)$
SiO(3-2)
(0",-16") S
SiO(2-1)
HCO
$H^{13}CO^+(1-0)$
SiO(3-2)

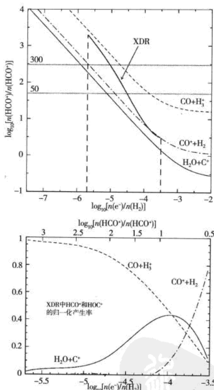


图 6.8 NGC1068 中不同位置的 SiO 分子谱线和 CO(1→0)积分强度图(Schinnerer 等，2000)。圆圈代表 IRAM-30 米在 130.3GHz（19″）和 86.8GHz（28″）的波束大小。（右上）稳态 HCO^+-HOC^+丰度比随分子气体电离度的变化。粗曲线表示 XDR 化学模型预言的丰度比。（右下）不同化学路径生成的 HCO^+和 HOC^+（取自 Usero 等，2004）

Usero 等（2004）利用 IRAM-30 米对 NGC1068 的谱线搜寻观测中观测到 SiO、HCO、$H^{13}CO$、HCO^+、HOC^+和 CN 等六种分子的毫米波谱线。并首次在CND中探测到SiO发射，计算得到的较高的SiO相对丰度 X(SiO)

≈(5～10)×10^{-9}，应该不会是星暴所产生的激波引起的，因为 NGC 1068 星系核中几乎没有近期星暴的证据。相反，星暴环中的 $X(SiO)$≈(2～3)×10^{-10} 则非常接近空间尺度相仿（几百 pc）的其他星暴星系中的值（Garcia-Burillo 等 2000，2001）。另外在该星系还首次观测到的河外星系中的 HOC^+。HOC^+ 是 HCO^+的亚稳态异构体，同样是活性离子分子，并通过与 4.5.3 节中提到的形成 HCO^+的相同化学反应路径形成。活性离子分子可以作为研究 PDR 和 XDR 区域的有效诊断工具。$X(HCO^+)$ / $X(HOC^+)$在银河系稠密分子云中通常为 300～6000（Apponi 等 1997，1999），在受 UV 辐射的云中最低可以到 50～100（例如典型的 PDR 区 NGC 7023：Fuente 等 2003）。而 NGC 1068 星系核区的 HCO^+/HOC^+丰度比却只有大约 30～80，是目前所观测的分子气体中最低的。PDR 或 XDR 区域分子云中的高电离度 [$X(e^-)10^{-6}$～10^{-4}] 可以解释较低的丰度比 $X(HCO^+)$ / $X(HOC^+)$，因为高电离度使电子增丰，从而加速 HCO^+的离解（见 4.5.3 节）。上面这些异常显然与 NGC 1068 中的 AGN 有关。LVG 模型计算所估计的所有观测到的分子的丰度与化学模型比较的结果支持 NGC 1068 的 CND 是一个巨型 XDR。稠密气体中氧元素的选择性亏损虽然解释可以解释异常的高 HCN/CO 丰度比，但无法解释所观测到的其他分子的丰度。

HCO^+也可以用来示踪星系中参与恒星形成的稠密气体的比例。前面已经提到 AGN 附近的强 X 射线辐射会使 HCN 增丰，而与此同时 HCO^+可能会在 XDR 所产生的高电离度下有效地分解而表现为亏损（Lepp 和 Dalgarno，1996）。AGN 主导的星系核气体中 HCN/HCO^+应该高于一般的星暴主导的星系核气体。因此 Lepp 和 Dalgarno（1996）提出可以用强度比 HCN/HCO^+来作为区分星系的红外光度是 AGN 驱动还是星暴主导这一关键问题的诊断工具。Kohno 等（2001，2005）通过对一些所选赛弗特星系和星暴星系样本的 HCN/HCO^+(1→0)强度比的比较（见图 6.9），发现星暴星系中的这一强度比相对较低，亦即其中 HCO^+相对强度较强；HCN/HCO^+(1→0)强度比与星暴星系类似的赛弗特星系核区则可能有共存的核区星暴；而那些 HCN/HCO^+强度比明显较高的星系（图 6.9 中虚线以上）均为赛弗特星系，它们的核区很有可能只有 AGN 活动而并没有共存的星暴活动。这从观测上很好地支持了 Lepp 和 Dalgarno（1996）的理论推测。当然这还需要更多样本的高空间分辨率观测来确认。



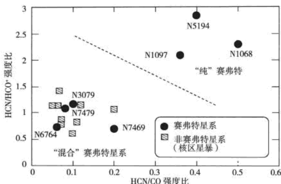


图 6.9　用谱线强度比 HCN/HCO^+诊断 AGN 和星暴活动。图中横坐标和纵坐标分别表示 HCN/CO(1→0) 和 HCN/HCO^+(1→0)谱线强度比；圆点表示赛弗特星系；方块表示具有星暴星系核的非赛弗特星系（取自 Kohno 等，2001）

6.4　星系中的 C 原子谱线及射电复合线

6.4.1　CⅠ/CⅡ

从上面一节的内容，我们已经看到 ^{12}CO 及其同位素分子的转动跃迁经常被用来示踪星系中分子氢的质量及物理特性。其实 CⅠ和 CⅡ的谱线发射也是分子云中非常重要的"冷却剂"。只是由于 CⅠ和 CⅡ谱线所在的频率[492GHz 的[CⅠ]（$^3P_1\rightarrow{}^3P_0$）、809GHz 的[CⅠ]（$^3P_2\rightarrow{}^3P_1$）和 1999GHz 的[CⅡ]（$^2P_{3/2}\rightarrow{}^2P_{1/2}$）]大气透明度非常低并对接收机有较高要求，CⅠ和 CⅡ谱线的研究不如 CO 那样普遍。虽然分子云中的[CⅠ]（$^3P_1\rightarrow{}^3P_0$）谱线早在 1981 年（Phillips & Huggins 1981）就已被发现，然而直到 1992 年才首次观测到河外星系中的 CⅠ谱线（IC342, Büttgenbach 等 1992），而且随后的几年里也只在为数不多的几个近邻星系，如 NGC 253、M82、M83、M33 等中观测到 CⅠ谱线发射。只是最近几年才陆续在更多的星系中探测到 CⅠ，如 Gerin 和 Phillips（2000）在 13 个各种类型的星系中、Israel 和 Bass 等（2003）在 15 个旋涡星系中分别探测到了 CⅠ

发射。

在大质量年轻恒星周围或星暴星系中星暴区域中的分子云暴露在强烈的 UV 辐射之下，形成光致离解区（PDR）。稳态 PDR 模型认为 CⅠ和 CⅡ分布在分子云表面一个相对较窄的 CⅡ/CⅠ/CO 过渡区域，其中在消光 $A_V=1$ 处碳元素主要以 C^+的形式存在，而在 $A_V=1\sim5$ 的中等深度，绝大多数 C^+会和电子复合但又不至于使所有气态的碳元素都形成 CO，原子碳 CⅠ就存在于这一区域。CⅠ发射的强度与空间延展度都取决于这一区域的实际深度，而这一深度是一个对一些重要的模型参数非常敏感的函数，这些参数包括气态的 C 和 O 的丰度以及多环芳香烃 PAH 的存在等（Bakes & Tielens 1998, Le Bourlot 等 1993）。这样一个图像似乎表明 CⅡ、CⅠ和 CO 发射来自分子云的不同层次的区域，而且由于 CⅠ谱线发射来自分子云的表面，不能被用来示踪氢分子质量。而在过去为数不多的银河系CⅠ观测中，绝大多数也都集中在那些理论上预言 CⅠ可能存在的区域，也即 PDR 区域。随着亚毫米波观测技术的不断提高，银河系甚至河外星系中的 CⅠ和 CⅡ谱线发射的观测得以实现，这使我们现在有机会以更多的观测事实来检验稳态 PDR 模型所预言的基本图像。

对这一图像的质疑来自最近的两个大尺度 CⅠ巡测：一个是关于 Orion A 和 Orion B 分子云（Ikeda 等，2002）；另一个则是关于银河系中心区域（Ojha 等，2001）。这两项 CⅠ巡测的结果表明 CⅠ、^{12}CO 和 ^{13}CO（1→0）谱线发射是紧密相关的，而且处在相当大动态范围的不同远紫外场（FUV）和物理条件中的分子云竟然具有惊人一致的 CⅠ和 ^{12}CO 柱密度之比，N(CⅠ) / N(^{12}CO)约为 0.1～0.2。这说明至少在相应的观测分辨率下（约为 2′或在 500pc 处相当于约为 0.3pc）CⅠ和 CO 发射来自相同的区域，或换言之 CⅠ和 CO 是充分混合的。当然，若考虑密度较低（n 约为 100 cm^{-3}）的 PDR，CⅡ /CⅠ/ CO 过渡区中 CⅠ的丰度可以提高，于是 CⅠ便可以在分子云较大的范围内被观测到（Hollenbach, Takahashi & Tielens 1991）。另外，考虑到前面提到的分子云的团块结构和分形特征，更接近现实一点的非均匀的团块化的 PDR 模型可以使远紫外光子穿透分子云更深的区域，那么也能在分子云中观测到更广泛分布的 CⅠ发射。这些都可以帮助解释 CⅠ与 ^{12}CO 和 ^{13}CO（1→0）的观测上的空间成协性，但却无法解释它们之间的强度相关性。因为根据稳态的 PDR 模型，CⅠ和 ^{13}CO 的强度比至少应该依赖于不同的远紫外场条件、分子云中 PDR 表

面层所占分子云质量的比率等。即便是在非均匀的 PDR 模型中，C I 和 CO 仍旧存在于不同的区域。因此在不同环境的分子云之间，或者甚至在分子云中不同物理条件的区域之间，C I/^{13}CO 强度比应该有明显的变化。另外，在银河系和 M31 内远离紫外光子辐射场的较冷的暗云中大量的 C I 发射的发现（例如，Oka 等，2001；Israel, Tilanus & Bass 等，1998）使得标准的稳态 PDR 解释变得更加困难。

当 C I 的两条跃迁[C I]（$^3P_1 \to {}^3P_0$）和[C I]（$^3P_2 \to {}^3P_1$）都被观测到时，我们可以确定发射区域的激发状态。假设 C I 的能级满足热化布居，那么其激发温度为：

$$T_{ex} = 38.3K/\ln(2.11/R[\text{C I}]) \qquad (6.10)$$

其中 R[C I]是（2→1）和（1→0）两条线的积分强度之比（Stutzki 等，1997）。而 C I 的质量可由下式给出：

$$M(\text{C I}) = 0.911 \times 10^{-4} Q(T_{ex}) e^{62.5/T_{ex}} L'[\text{C I}]({}^3P_2 - {}^3P_1)\ [M_\odot] \qquad (6.11)$$

$$M(\text{C I}) = 1.902 \times 10^{-4} Q(T_{ex}) e^{23.6/T_{ex}} L'[\text{C I}]({}^3P_1 - {}^3P_0)\ [M_\odot] \qquad (6.12)$$

其中 $Q(T_{ex}) = 1 + 3e^{-23.6/T_{ex}} + 5e^{-62.5/T_{ex}}$ 为配分函数（见第一章），L'[C I]为相应 C I 谱线的光度，其单位为 K kms^{-1} pc^2。

然而与银河系分子云中的情形完全不同，大多数星系中 C I 巡测的结果发现其中心区域[C I]比 ^{13}CO（2→1）发射强。辐射转移模型计算表明在大多数星系的中心 C I 的丰度接近甚至超过 CO 的丰度，并且如果认为[C I]和 CO 发射来自同样的区域，则这些区域的气体既非热而稀薄，又非冷而致密，而是介于二者之间的中等密度（$n = 10^{3\sim4}$cm^{-3}）和温度（T = 30～60K）的气体（Israel 和 Baas ，2002）。对大多数的星系而言，C I 是和 CO 一样重要的分子云“冷却剂”，不过在星暴星系中 CO 的作用通常大于 C I。而[C II]谱线发射则是三者中对分子云的冷却贡献最大的，C I 和 CO 的贡献通常只占到 C II 的百分之几，不过在极亮红外星系 Arp 220 中 C II 异常的弱，C I 和 CO 的贡献则占到总体气体的约 30%（Gerin 和 Phillips， 2000）。

6.4.2 H 射电复合线

星暴星系中星暴区域大质量年轻星的性质可以通过被其电离的周围气体得以研究。这些气体的性质取决于年轻星的性质和气体动力学特征。

虽然近红外可以很好地示踪新形成的恒星，然而通常正在大规模形成恒星的星暴区域的尘埃消光都比较高，不利于近红外观测。射电复合线由于不受尘埃消光的影响可以用来作为研究星暴星系核区电离气体的强有力的诊断探针。除麦哲伦云以外，星暴星系 M82 和 NGC 253 是最早观测到 H 射电复合线的河外星系（Shaver 等，1977；Seaquist 等，1977）。它们也是后来观测到的 H 射电复合线最多、频率覆盖范围最宽的两个星系。不过由于射电复合线较宽（>100 km s^{-1}），通常又叠加在一个较强的连续谱发射上（谱线与连续谱之比较低，在 8GHz 约为 1%），再加上其他一些观测条件上的限制，到目前为止只在 16 个河外星系中探测到 H 射电复合线。表 6.2 列出了这些星系及相关的观测信息。这些星系大多为明亮的星暴星系，其中距离最远的是极亮红外星系 Arp 220。

通过射电复合线的观测，可以估计介质中的电子密度 n_e 和温度 T_e（见第二章）。而且这样得到的 n_e 与填充因子无关（不同于射电连续谱）。对于那些观测可以分辨的区域，就可以得到真正的莱曼连续光子产生率 N_{Lyc}。并由下式估计恒星形成率（Mezger 1985）：

$$N_{Lyc} = 5.4\times10^{52}\times\Psi_{OB}s^{-1} \tag{6.13}$$

其中 $\Psi_{OB}(M_\odot\ yr^{-1})$ 为以 OB 型恒星的平均主序寿命（约为 3×10^6 yr）平均的恒星形成率，并采用 Miller 和 Scalo（1978）的 IMF 和恒星质量范围 1～100 $M_\odot$。另外不同于射电连续谱的是，即使是部分光厚的射电复合线发射也会因非 LTE 效应而仍对气体密度敏感。不同频率的射电复合线示踪不同的密度范围。如毫米波 H 射电复合线来自密度高达 10^5cm^{-3} 的气体，而 20cm 的 H166α 复合线则来自密度约为几百 cm^{-3} 的气体。不同频率的射电复合线就像“密度过滤器”一样（Zhao 等，1996）。因此不同频率多条 H 射电复合线是确定星暴区域各种不同密度成分的理想探针。同时高空间分辨率的观测也是至关重要的。如对 M82 高空间分辨率（<1″）的 H 射电复合线观测表明电离气体由两种密度成分的 HⅡ区组成：低密度成分中的典型尺度和平均电子密度约为 0.8pc 和 $5\times10^3cm^{-3}$；而高密度成分的典型尺度和平均电子密度约为 0.15pc 和 $3.5\times10^4cm^{-3}$。中心区域 160pc 范围内的电离气体质量约为 $2\times10^8M_\odot$；总的莱曼光子产生率约为 $N_{Lyc}=1.6\times10^{53}s^{-1}$，从公式（6.13）估计的恒星形成率为 SFR≈3 $M_\odot yr^{-1}$（Rodriguez-Rico 等 2004）。又如在 NGC 253 中，频率从 1.4～99GHz 的低分辨率 H 复合线流量密度可以用一个函数形式 $F_\nu \propto \nu^2$ 很好地拟合（Puxley 等，1997）。这是处于 LTE 状态的光学薄

气体的特征，然而电离气体在这个频率范围既不太可能处于 LTE 状态，也不太可能是光学薄的。更合理的非 LTE 模型认为这些发射来自一个低密度的延展气体成分和一些孤立的致密成分的组合（Mohan，等 2005）。而高分辨率观测确实观测到许多致密源，综合分析表明 NGC 253 中的 H 射电复合线发射实际上来自三种密度成分的气体：亚角秒级 H92α（8.3GHz）复合线观测到的 8 个致密源的气体密度约为 10^4cm^{-3}，类似于银河系中的致密 HⅡ区；分米波段及厘米波段除致密源以外的剩余 H 复合线流量密度来自密度约为 500cm^{-3} 的低密度气体；同时毫米波段的 H 复合线（如 H40α）则来自更高密度（>10^4cm^{-3}）的气体（Mohan 等，2005）。比起这两个近邻星暴星系，Arp 220 中的电离气体密度的如 Arp 220 中 H92α、H165α 和 H167α 及毫米波段 H42α、H40α 和 H31α 的观测表明其中的电离气体也由三个成分组成：主要成分包括约 2×10^4 个密度约为 1000cm^{-3}、总质量 $3\times10^7 M_\odot$、直径约为 5pc 的 HⅡ区；毫米波射电复合线所示踪的高密度成分包括大约 10^3 个密度约为 2.5×10^5cm^{-3}、总质量只有 $3.6\times10^3 M_\odot$、直径为 0.1pc 的 HⅡ区；还有一个成分密度大于 500 cm^{-3}、总质量约为 $2\times10^6 M_\odot$。不过从观测给出的 H165α 和 H167α 上限估计，即使其中的低密度电离气体密度也至少约为 10^3cm^{-3}。同时由于观测到的几条毫米波段复合线都比从 H92α 预计的要强，说明其中的高密度电离气体成分密度更高（约为 1～5×10^5cm^{-3}）。三种成分的总质量约为 $3.2\times10^7 M_\odot$，需要 3×10^5 个 O 型星维持电离。总的莱曼光子产生率为 $N_{Lyc}=1.3\times10^{55}$s^{-1}，从公式（6.13）可估计 SFR≈240 $M_\odot$ yr^{-1}，明显高于 M82 和 NGC 253。

更为重要的是通过 H 射电复合线的成图观测可以确定速度场分布。VLA 可以提供亚角秒级空间分辨率的 H 射电复合线观测。在 NGC 253 的距离 D = 2.5Mpc 处 1″相当于约 12pc，或在 Arp 220 的距离 D = 70Mpc 处 1″相当于约 340pc。因此这种高分辨率的 H 射电复合线观测可以用来研究星暴星系核区的细致的运动学特征。如在 NGC 253 中分辨率为 1.8″×1″的 H92α（8.31GHz）观测中发现的系统的 S 形速度结构可以分解成三个不同转动分量的合成，其中一个分量的转动方向与该星系外部旋转反向，这可能是星系形成历史中曾经经历并合或吸积的结果，也可能是在星系核中还有一个棒结构（Anantharamaiah 等，1996）。又如在 M82 中分辨率为 0.6″的 H92α 观测（图 6.10，Rodriguez-Rico 等，2004）发现其中速度结构需要引入特别的径向运动成分，同样可能是星系核中沿视线方向的棒所致。另外还观测到 M82 中延伸到星系晕中的气体外流。在 Arp 220 中的分辨

率为 0.7″的 H53α 观测（Rodriguez-Rico 等，2005）证实了 CO 和 H I 观测发现的两个反向旋转的盘（Sakamoto 等，1999；Mundell 等，2001）。

关于星系核中 H 射电复合线发射气体的模型大致有两种：①均匀的厚板（slab）；②多个致密 HⅡ区的集合（Puxley 等，1991；Anantharamaiah 等，1993；Zhao 等，1996，1997；Phookun 等，1998）。多条 H 射电复合线的观测、射电连续谱发射的能谱分布以及几何形态的考虑都可以对模型提供约束。在目前所研究的大多数情况下，观测都偏向支持第二种模型，即认为 H 射电复合线发射来自多个致密 HⅡ区的集合。这一模型通常可以同时解释观测到的 H 射电复合线和射电连续谱发射。而均匀的厚板模型则会产生过多的厘米波连续谱热辐射，这与观测到的射电连续谱多为非热辐射不一致。

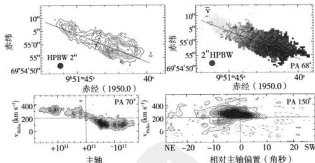


图 6.10　VLA 观测的 M82 中 H 射电复合线 H92α 的空间分布及速度结构。(左上)积分强度等值图（分辨率为 2″）。其中长短两条垂直实线分别表示倾角为 81°的星系薄盘的长轴和短轴。“+”标出 2.2μm 峰值位置。(右上)速度场分布。等值线间隔为 16km s^{-1}；黑线表示速度≥200 km s^{-1}。椭圆代表模型拟合的核区环。（左下）沿着恒星棒长轴（P.A.=70°）的速度位置图（分辨率为 0.9″）。(右下）沿 PA=150°的速度位置图（取自 Rodriguez-Rico 等 2004）

表 6.2　河外星系中的 H 射电复合线

星系	H 射电复合线	望远镜	角分辨率(″)	参考文献
M 82	H30α	JCMT-15m	21	Seaquist *et al.*1994
	H40α	NRO-45m	19	Puxley *et al.* 1989
	H41α	VLA	4	Seaquist *et al.* 1996
	H53α	NRO-45m	41	Puxley *et al.* 1989
	H53α	VLA	0.6	Rodriguez-Rico *et al.*2004
	H92α, H90α	VLA	0.6	—
	H101α	WSRT	约 13	Shaver 1977
	H102α, H111α	WSRT+	17×27	
	H123α, H166α	NRAO-43m		
NGC 253	H92α	VLA	1.8×1.0	Anantharamaiah & Goss 1996
	H40α	NRO-45m	17	Puxley *et al.*1997
	H53α	NRO-45m	41	
	H66α	NRO-45m	77	Mohan *et al.*2002
	H75α	VLA	0.2	Mohan *et al.*2005
	H92α	VLA	0.4	Mohan *et al.*2005
	H166α, H168α	VLA	4.5	Mohan *et al.*2005
	H110α	VLA		Zhao *et al.*2001
Arp 220	H92α	VLA	3	Zhao *et al.*1996
	H31α	IRAM-30m	11.6	Anantharamaiah *et al.*2000
	H40α	IRAM-30m	24.7	—
	H42α	IRAM-30m	28.5	—
	H92α	VLA	1.1×0.9	—
	H165α	VLA	1.8×1.6	—
	H167α	VLA	1.8×1.6	—
	H53α	VLA	0.7	Rodriguez-Rico *et al.* 2005
NGC 2146	H40α, H53α	NRO-45m	19, 40	Puxley *et al.*1991
	H92α	VLA	3	Zhao *et al.*1996
M83	H92α	VLA	3	Zhao *et al.*1996
NGC 3256	H91α、H92α	VLA	12.0×2.9	Roy *et al.*2005a
		ATCA	16.4×9.6	
NGC 4945	H91α、H92α	ACTA	1.4×1.2	Roy *et al.*2005b
NGC 5253	H92α	VLA	5	Mohan *et al.*2001
He2-10	H92α	VLA	5	Mohan *et al.*2001
NGC 660	H92α	VLA	约 7	Phookun *et al.*1998
NGC 1365	H92α	VLA	3	Anantharamaiah *et al.*1993

续表

星系	H射电复合线	望远镜	角分辨率(″)	参考文献
NGC 3628	H92α	VLA	3 1	Anantharamaiah *et al*.1993 Zhao *et al*.1997
NGC 3690	H92α	VLA	1	Zhao *et al*.1997
IC 694	H92α	VLA	3 1	Anantharamaiah *et al*.1993 Zhao *et al*.1997
NGC 1808		Mm		Mohan *et al*.2002 PhD thesis
Circinus	H91α, H92α	ACTA/VLA	11.0×9.4	Roy *et al*. 2005b

由于受到灵敏度、频谱仪带宽等的限制，目前星系中H射电复合线的研究还非常有限。不过随着新一代射电干涉阵设备如ALMA、EVLA和SKA等完成之后，对不同红移的星暴星系中多条H复合线的同时观测等将成为可能。星暴星系核区的物理条件和运动学特征等也将会更加明朗。

6.5　高红移星系中的微波谱线观测

遥远的早期宇宙中的分子气体及恒星形成具有什么样的物理特征呢？20世纪90年代初期，在几个高红移星系中观测到的CO分子谱线发射揭开了这方面的研究的序幕。其中里程碑式的工作是在 $z = 2.29$ 的IRASF10214+4724中观测到CO谱线发射。这是第一次在高红移天体中找到有分子谱线发射的证据（Brown & Vanden Bout，1991；Solomon等，1992a，b）。在随后的几年里又陆续在 $z = 2.56$ 的四叶形类星体（Cloverleaf；Barvainis等1994）和 $z = 4.69$ 的BRI 1202-0725中观测到CO谱线发射，表明CO也可以作为早期宇宙中分子气体的有力探针。不过在这些开创性的发现之后，这方面的研究一度进展缓慢，主要原因是：①CO谱线发射强度通常都较弱，除非观测对象是被引力放大了的；②高红移天体的红移值不够精确，而观测所用的相关器频谱仪的瞬时带宽非常有限；③高红移的CO发射频率有时会超出接收机的工作频率范围或落入毫米波大气窗口之外而无法观测。尽管新发现的高红移天体的数目增长很快，而且许多已观测到亚毫米波尘埃连续谱。但到目前（2005年）为止，只在总共36个红移大于1的天体中观测到CO分子转动谱线，其中包括16个类星体（包括 $z = 6.4$ 的已知最大红移的类星体SDSS J1428+5251，Walter等2003）、11个亚毫米波星系（Sub-Millimeter Galaxy或SMG）、7个红外较

为明亮的射电星系、1 个莱曼截止星系（Lyman Break Galaxy or LBG）和 1 个极红天体（Extreme Red Object 或 ERO）。毫无疑问，分子云这一极端的星族 I 成分在早期宇宙中就已经出现了。Solomon 和 Bout（2005）对这 36 个高红移天体的 CO 观测及其所揭示的早期宇宙中星系的形成与演化的物理性质等作了较为全面的总结，并把这些天体统称为早期宇宙分子谱线发射星系（Early Universe Molecular Line Emission Galaxies，或 EMG）。

这些 EMG 的红外光度通常在 10^{12}~10^{14}L$_\odot$之间。尽管其中的 CO 谱线光度平均值（$\langle\log(L'_{\rm CO})\rangle$ =10.45±0.47）是近邻 ULIRG 中（$\langle\log(L'_{\rm CO})\rangle$ =9.98±0.13；Solomon 等，1997）的大约 3 倍，比正常旋涡星系则要高出一个量级，但其变化范围较大 $L'_{\rm CO}$=(3～160)×10^9K km s^{-1} pc^2。这些系统中极高的恒星形成率（300～5000$M_\odot$yr^{-1}之间）和高分子气体质量（4×10^9 ～1×10^{11} $M_\odot$之间）都表明它们中所发生的巨大星暴。在这些 EMG 的低端，它们的恒星形成率、气体质量和直径等都非常接近 ULIRG，可能以中央盘中的星暴为主导，只是有时（并非总是）与 AGN 成协。

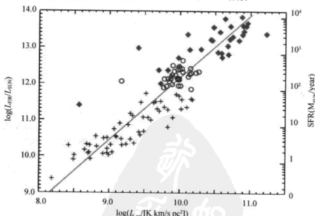


图 6.11　星系中 CO 作为恒星形成率的示踪器：远红外光度和恒星形成率与 CO 光度的关系。其中“+”表示正常旋涡星系，“○”表示 ULIRG，“◆”表示 EMG。直线表示对所有数据点的线性拟合：$\log L_{\rm FIR}$=1.7$\log L'_{\rm CO}$ - 5.0，表明当包括了 ULIRG 和 EMG 之后，由 CO 光度所示踪的分子气体总质量与远红外光度所示踪的恒星形成率之间的非线性关系。仅对正常旋涡星系而言，拟合的斜率为 1.1，接近线性关系（取自 Solomon & Bout 2005）

正如前面已经指出的，在考虑了 ULIRG 之后，L'_{CO} 与 L_{IR} 的相关关系不再是线性的。如果进一步考虑 EMG（图 6.11），$\log L_{FIR}$ 和 $\log L'_{CO}$ 几乎保持相同的相关关系，亦即与从低红移星系结果外推得到的一致：CO 光度并不能线性地示踪恒星成率。前面已经提到极亮红外星系和正常旋涡星系中的 HCN 比 CO 能更好地示踪星系中的恒星形成。示踪恒星形成率的红外光度与示踪高密度气体质量的 HCN 谱线光度间存在线性关系，也即这些星系中的红外光度可以完全由恒星形成得到解释。那么高红移星系的情况又如何呢？HCN 观测无疑是回答这一问题的最有效手段。目前还只在三个高红移天体中探测到 HCN（1→0）谱线发射，它们是四叶形类星体（Solomon 等，2003）、F10214（Vanden Bout, Solomon & Maddalena，2004）和 VCV J1409（Carilli 等，2004）。它们的 HCN 光度至少为正常星系的 100 倍，即使比极亮红外星系 Arp 220 也要高出好几倍，这说明这些高红移天体中的确有大量的高密度气体。在四叶形类星体（Clover）和 F10214 中，远红外光度与 HCN 谱线光度比 L_{FIR} / L'_{HCN} 分别为 1700 和 2700，仅略高于低红移极亮红外星系中的平均值，而表征高密度气体所占比例的量 L'_{HCN}/L'_{CO} 分别为 1/14 和 1/6，表明这两个系统中的星暴特征。而 VCV J1409 中的 HCN 光度最强，而且 L_{FIR} / L'_{HCN} 也较高= 4000。如果采用 HCN 光度与高密度气体质量转换因子 $\alpha_{HCN} \approx 7M_{\odot}$（K km s^{-1} pc^{2}）$^{-1}$（Gao & Solomon，2004）并不考虑引力透镜的放大作用，这三个系统的高密度气体质量分别为 $1\times10^{10}\,M_{\odot}$，$4\times10^{10}\,M_{\odot}$，$5\times10^{10}M_{\odot}$。如果红外光度完全来自恒星形成，则可以估计出这些密度气体的寿命为大约（1～2）$\times10^{7}$ 年。另外，还有四个高红移系统给出了 HCN（1→0）的上限（Carilli 等，2004；Izaak 等，2002）。如果把 Gao 和 Solomon 等人得到的 L_{FIR} - L'_{HCN} 线性关系外推到相应的红外光度，Carilli 等（2004）发现所有这七个系统均在预期的线性关系范围之内。

银河系及近邻星系中中性碳原子 C I 的禁戒精细结构线跃迁的观测研究表明它和 CO 发射紧密成协。这是由于激发 492.160GHz 的[C I]（$^{3}P_{1}$ - $^{3}P_{0}$）跃迁和 809.342GHz 的[C I]（$^{3}P_{2}$ - $^{3}P_{1}$）跃迁所需的临界密度与 CO（1→0）的相近。因此 C I 可以作为 CO 以外研究相同发射区域物理特征的另一个独立探针，而且可以利用通常是光学薄的 C I 的两个跃迁研究 C I 的激发、物理条件和质量等。这两个跃迁所在频率的大气透明度较低，对观测条件要求苛刻，不过在高红移情况下，两个跃迁都红移到频率较低的高透明度大气窗口，从而使同时观测这些高红移系统中的两条 C I 跃迁

成为可能。Papadopoulos, Thi & Viti（2004）深入讨论了用C I 谱线研究高红移星系中分子气体的潜在优势，并认为C I 甚至可能是比 CO 更理想的分子气体探针。迄今为止，已有 4 个高红移系统观测过[C I]发射，它们是四叶形类星体、F10214、SMM J14011 和 PSS J2322（Barvainis 等，1997; Pety 等 2004; Weiβ等 2003, 2005a）。其中只有四叶形类星体观测了两个[C I]跃迁，从中得到激发温度 30K，略低于从能谱分布（SED）所得到的尘埃温度 50K（Weiβ等，2003）。与从 CO 资料得到的分子气体质量相比所得到的中性碳的丰度为 X[C I]/X[H$_2$]约为（3～5）×10^{-5}。这说明在红移 z 约为 2.5 时已经有明显的重元素的增丰，另外四个样本中的亚毫米波星系 SMM J 14011 的[C I]发射线所反映的物理特征与其他三个类星体似乎没有什么明显的不同。

理论模型预言 158μm 的电离碳[C II]（$^2P_{3/2}\rightarrow{}^2P_{1/2}$）精细结构线发射是分子云光致离解区域中比 CO、[C I]及其他原子精细结构线等更为重要的冷却剂。目前已在包括银河系分子云、正常星系以及极亮红外星系等诸多系统中观测到[C II]发射。河外星系中的[C II]观测大多来自红外空间天文台（ISO），其中极亮红外星系的观测结果表明其中的[C II]并没有从银河系结果外推所预期的那么强。目前还没有明确探测到高红移天体中的[C II]发射，不过观测所给出的上限已经表明在红移高达 z 约为 6 的系统中同样存在如在极亮红外星系中所观测到的[C II]亏损。然而[C II]的重要性并不能因此而削弱，因为从目前所观测的[C II]的上限来看，[C II]发射的冷却作用仍为 CO 与[C I]发射总和的两倍（Pety 等，2004）。至于[C II]发射在高红移星系中的特性究竟如何则有待将来更为灵敏的干涉阵计划 ALMA 给出明确的答案。

6.6 CO 分子谱线 SED

随着毫米波、亚毫米波观测技术的不断发展，越来越多的星系有了多个跃迁的 CO 观测资料，这使得描绘这些星系的 CO 分子谱线能谱分布成为可能。Weiβ等（2005b; 2005c）对包括银河系内银盘、星暴星系 M82 和 NGC 253、并合亮红外星系－天线星系的相互作用区域、亚毫米波星系 SMM1 6359 和高红移类星体 BR 1202 等的 CO 谱线能谱分布作了对比研究（图 6.12）。而这些 CO 谱线能谱分布可以用来确定 CO 的激发状态，因为能谱分布的拐点及形状对所测量分子气体的密度和温度很敏感。两个

典型的星暴星系 NGC 253 和 M82 星暴核区的拐点均在 $J=6\rightarrow5$ 跃迁处，其中的 CO 分子气体处于较高的激发状态（动能温度 $T_k\geqslant50K$，气体密度 $n(H_2)\geqslant10^4cm^{-3}$，Bayet 等 2004，Mao 等 2000，Weiβ等，2005b）。M82 中的细致研究（Weiβ等，2005c）还表明其星暴核区的 CO 谱线发射需要高激发和低激发两个成分来解释。而外流区域和流柱中气体的激发状态类似于星暴区域的低激发成分。低 J 转动态的 CO 谱线主要来自低激发态的气体成分，而高 J 转动态的 CO 谱线主要来自高激发态的气体成分。蓝致密矮星系 He2-10（Bayet 等 2004）和一些高红移类星体，如 BR1202-0725（$z=4.7$，Omont 等 1996，Carilli 等 2002）和四叶形类星体（$z=2.6$，Barvainis 等 1997）的拐点则在更高的跃迁，说明它们中的 CO 分子气体具有更高的激发状态。而亚毫米波星系 SMM J16359+6612 的拐点则稍低（在 $J=5\rightarrow4$ 附近），LVG 模型分析结果表明其中主要的原因可能是该星系中的气体密度较低[$n(H_2)<10^4cm^{-3}$]，也就是说其中分子气体中心聚集度不如在星暴星系核或类星体的寄主星系中那样高。高空间分辨率观测证实其中较为延展（1.5～3kpc）的 CO 发射。由于 SMM J 16359+6612 可能是一个并合系统，从离我们较近的处于相互作用早期阶段的著名并合系统——天线星系（Arp 244）得到启示，其中的 CO 发射可能有一大部分来自处于较低激发状态的所谓“相互作用”区域的分子气体[$n(H_2)\approx10^3cm^{-3}$]。而 SMM J 16359+6612 中所表现出的相比于天线星系“相互作用”区域较高的气体激发状态（较高的远红外光度和平均气体密度）则表明其中的并合过程可能已经处于比较演化的阶段，但是又没到极亮红外星系的阶段（分子气体在该阶段通常聚集在小于 1kpc 的中心区域，比如 Mrk 231）。

当然，由于受到空间分辨率的限制，我们现在对较为遥远的星系中分子气体的研究还只局限于它们的整体性质；同时，由于受到接收灵敏度和接收机带宽的限制，目前由分子谱线观测资料的样本也非常有限，只能观测那些较亮的且红移较为确定的星系。关于星系中局部分子气体的激发状态、运动学等物理学特征的更细致的研究有待更高分辨率、更高灵敏度的分子谱线观测。新一代毫米波、亚毫米波干涉阵 ALMA 无疑是这一领域深入研究的最适合的设备。借助于带宽非常宽（约为 5GHz）的频谱终端，对遥远星系的深空盲测（Blind survey）将成为可能，届时具有高空间分辨率分子气体观测的高红移星系将会成倍地增长。我们对遥远星系中分子气体的物理性质将会有一个更全面的了解。

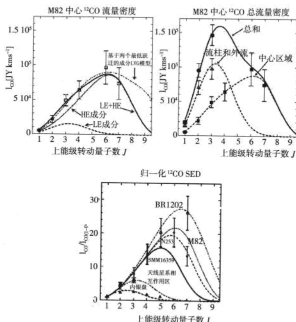


图 6.12　星系中 CO 分子谱线 SED 图。（左）M82 中心区域观测的和双成分 LVG 模型预言的 CO 谱线 SED。点线和短虚线分别表示模型计算的高激发和低激发成分的 CO 谱线 SED。低激发(LE)成分对应于星系中外部区域的 CO 分布中的的物理条件，而高激发(HE)成分则对应于分子气体瓣（lobe）的物理条件。黑实线为二者之和。点划线是基于 CO 两个最低跃迁（“■”）的多成分拟合的结果（Wei β 等 2001）。图中的方块符号表示观测值。（中）M82 中包括外流区域和流柱区域的 CO 谱线 SED。虚线分别表示中心区域（同左图）和分子外流/流柱区域的 CO 谱线 SED。实线则表示中央 3×3kpc 范围内总的 CO 谱线 SED。“■”、“○” 和 “●” 分别表示中心区域、分子外流/流柱区域以及总的观测流量密度。(取自 Wei β (等 2005a)（右）几个不同星系中对 CO(1→0)流量密度归一化的 CO 谱线 SED 比较。包括 z=4.7 的 BR1202-0725（“○”）、M82 中心区域的高激发成分、NGC253 中心区域(“■”)、z=2.5 的亚毫米波星系 SMMJ 16359+6612、天线星系的相互作用区(“△”)和银河系内银盘（“▲”）（取自 Wei β 等 2005b）

附　录

星际与拱星的原子、离子和分子及其微波谱线概论

A.1　谱线基础

A.1.1　黑体辐射与亮温度

在热力学平衡下一个热力学温度为 $\boldsymbol{T}$ 的黑体，每单位频率 ν 间隔的发射功率由 Planck 定律给出

$$B_\nu(\boldsymbol{T}) = (2h\,\nu^3/c^2)\,(\mathrm{e}^{h\nu/kT}-1)^{-1} \tag{A.1}$$

而 Rayleigh-Jeans 定律和 Wien 定律分别针对两种极端情况：

（1）Rayleigh-Jeans 定律，适用于　$h\,\nu << kT$　射电波段

$$\mathrm{e}^{h\nu/kT} \approx 1 + h\,\nu/\,kT + \cdots$$

$$B_\nu(T)^{RJ} \approx (2\nu^2/c^2)\,kT \tag{A.2}$$

（2）Wien 定律，适用于　$h\,\nu >> kT$ 的可见与紫外波段

$$(\mathrm{e}^{h\nu/kT}-1) \approx \mathrm{e}^{h\nu/kT}$$

$$B_\nu(T)^W = (2h\,\nu^3/c^2)\,\mathrm{e}^{-h\nu/kT} \tag{A.3}$$

如果 $h\nu << kT$，那么根据 Rayleigh-Jeans 定律（A.2），该黑体的亮度与热力学温度成正比。射电天文便引进了亮温度 T_b 来度量一个展源的亮度

$$T_b(\nu) = (c^2/2k\,\nu^2)\,B_\nu \tag{A.4}$$

热平衡下 T_b 就是热力学温度 T，且与频率无关；否则不然。

A.1.2　辐射转移

以 I_ν 表示源的亮度或强度，即单位面积、单位频率、单位立体角的发射功率，其单位为 W m^{-2} Hz^{-1} sr^{-1}。于是微功率元 dW 应为

$$\mathrm{d}W = I_\nu \cos\theta\,\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}\sigma\,\mathrm{d}_\nu \tag{A.5}$$

其中 dΩ为微立体角元，dσ为微表面积元，d_ν 为微频率带宽元，θ是 dσ法线与 dΩ方向的夹角。引入流量密度 S_ν，

$$S_\nu = \int_{\Omega_s} I_\nu(\theta,\phi)\cos\theta\,\mathrm{d}\Omega \tag{A.6}$$

单位应为 W m^{-2} Hz^{-1} ，但是射电源的流量密度通常很小，为此射电天文引进一个特殊的流量密度 Jansky (Jy)单位

$$1\text{Jy}=10^{-26}\ \text{W m}^{-2}\ \text{Hz}^{-1}=10^{-23}\ \text{erg s}^{-1}\ \text{cm}^{-2}\ \text{Hz}^{-1} \tag{A.7}$$

为研究辐射转移，需引进宏观量吸收系数 κ_ν 和发射系数 ε_ν 。强度 I_ν 的辐射在经过 ds 微路程元后，发生微强度元 dI_ν 的变化，

$$\mathrm{d}I_\nu / \mathrm{d}s = -\kappa_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu \tag{A.8}$$

式（A.8）就是辐射转移的微分方程。

热平衡（TE）时， $I_\nu = B_\nu(T)$，dI_ν/ds = 0 即

$$I_\nu = \varepsilon_\nu / \kappa_\nu = B_\nu(T) \tag{A.9}$$

若定义光深

$$\mathrm{d}\tau_\nu = -\kappa_\nu\,\mathrm{d}s \tag{A.10}$$

于是辐射转移的微分方程可以表示为

$$\mathrm{d}I_\nu / \mathrm{d}\tau_\nu = I_\nu - B_\nu(T) \tag{A.11}$$

A.1.3 跃迁几率 - EINSTEIN 系数

粒子（这里指原子、分子或离子）处于分立的能量状态（能级）中。首先考虑两个能级 u 和 l。上能级 u 的能量为 E_u，处于能级 u 的粒子数密度为 n_u;下能级 l 的能量为 E_l，处于能级 l 的粒子数密度为 n_l。两能级间的跃迁频率为 ν_{ul}，即

$$E_u - E_l = h\nu_{ul} \tag{A.12}$$

处于高能级 u 的粒子将以 A_{ul} 的自发发射跃迁几率回到低能级 l。假设粒子处于通常是频率的函数的外场 $U(\nu_{ul})$ 的辐射下，由低能级 l 向高能级 u 的吸收跃迁几率为 $B_{lu}\ U(\nu_{ul})$； 由高能级 u 向低能级 l 的受激发射跃迁几率为 $B_{ul}\ U(\nu_{ul})$。A_{ul} 、B_{ul} 和 B_{lu} 便是有关跃迁几率的 EINSTEIN 系数。对于一个稳定的系统，吸收的光子和发射的光子应该相等，于是

$$n_u A_{ul} + n_u B_{ul}\, U(\nu_{ul}) = n_l B_{lu}\, U(\nu_{ul}) \tag{A.13}$$

如果系统处于完全热平衡（TE），系统的热平衡温度为 T，各能级的粒子数密度或称布局数将按 Boltzmann 定律分布，即

$$n_u / n_l = g_u / g_l \exp(-h\nu_{ul} / kT) \tag{A.14}$$

g_u 和 g_l 是状态 u 和 l 的统计权重。将式（A.14）代入式（A.13）得到

$$U(\nu_{ul}) = A_{ul} / [\,(g_l / g_u)\exp(h\nu_{ul}/kT) B_{lu} - B_{ul}\,]$$
$$= [A_{ul}(g_u / g_l)/ B_{lu}]\,[\exp(h\nu_{ul}/kT) - (B_{ul}/B_{lu})(g_l/g_u)\,]^{-1} \tag{A.15}$$

在平衡温度为 T 的热平衡条件下，外场能量密度 $U(\nu_{ul})$ 与温度及频率的关系服从 Planck 函数 $B_\nu(T)$，

$$U(\nu_{ul}) = (4\pi / c) B_\nu(T) = [8\pi h(\nu_{ul})^3 c^{-3}] [\exp(h\nu_{ul}/kT) - 1]^{-1} \tag{A.16}$$

比较式（A.15）与（A.16），可以看出 EINSTEIN 系数之间的关系，即

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul} \tag{A.17}$$

$$A_{ul} = [8\pi h(\nu_{ul}^3) c^{-3}] (g_l / g_u) B_{lu} = [8\pi h(\nu_{ul})^3 c^{-3}] B_{ul} \tag{A.18}$$

对电偶极矩(ED)跃迁，量子力学的计算结果

$$A_{ul}^{ED} = (64\pi^4 \nu_{ul}^3 / 3hc^3 g_u) S_{ul}^{ED}$$

$$\approx 1.2\times 10^{-2} \nu_{ul}^3 |\mu_{ul}^{ED}|^2 \tag{A.19}$$

其中 S_{ul}^{ED} 是线强度，$|\mu_{ul}^{ED}|$ 是该跃迁的平均电偶极矩，

$$|\mu_{ul}^{ED}|^2 = S_{ul}^{ED} / g_u$$

S_{ul}^{ED} 的单位为原子单位 $a_0^2e^2$，ν_{ul} 的单位为 Hz。

对磁偶极矩(MD)跃迁，量子力学的计算结果

$$A_{ul}^{MD} = (64\pi^4 \nu_{ul}^3 / 3hc^3 g_u) S_{ul}^{MD}$$

$$\approx 1.2\times 10^{-2} \nu_{ul}^3 |\mu_{ul}^{MD}|^2 \tag{A.20}$$

其中 S_{ul}^{MD} 是线强度，$|\mu_{ul}^{MD}|$ 是该跃迁的平均磁偶极矩，

$$|\mu_{ul}^{MD}|^2 = S_{ul}^{MD} / g_u$$

S_{ul}^{MD} 的单位为 μ_B^2，玻尔磁子 $\mu_B = (eh / 4\pi mc)$，ν_{ul} 的单位为 Hz。由于电偶极矩比磁偶极矩要大得多，经平方后相应的跃迁几率更要高得多。

如果电偶极矩为零，对电四极矩(EQ)跃迁，量子力学的计算结果

$$A_{ul}^{EQ} = (32\pi^6 \nu_{ul}^5 / 5h c^5 g_u) S_{ul}^{EQ}$$

$$\approx 3.8\times 10^{-23} \nu_{ul}^5 (S_{ul}^{EQ}/g_u) \tag{A.21}$$

S_{ul}^{EQ} 是线强度，其单位为 $a_0^4e^2$。设电子处于第一玻尔轨道，跃迁频率为 10^{15}Hz 数量级，其

$$A_{ul}^{ED} \approx 10^9 s^{-1},\ A_{ul}^{MD} \approx 10^4 s^{-1},\ 而\ A_{ul}^{EQ} \approx 10 s^{-1}。$$

A.1.4 EINSTEIN 系数与宏观吸收、发射系数

现在我们在 EINSTEIN 系数框架下来讨论两能级 l，u 间的辐射转移。假设谱线的轮廓以函数 $\phi(\nu)$ 描述，微体积元 $dV = d\sigma ds$。逐项计算微自

发发射、受激发射及吸收功率元 dP_e,dP_{se}和 dP_a:

$dP_e = h\nu_{ul} n_u A_{ul} \phi(\nu) dV d\nu d\Omega/4\pi$

$dP_{se} = h\nu_{ul} n_u B_{ul} (4\pi/c) I_\nu \phi(\nu) dV d\nu d\Omega/4\pi$

$dP_a = h\nu_{ul} n_l B_{lu} (4\pi/c) I_\nu \phi(\nu) dV d\nu d\Omega/4\pi$

$dP = dP_e + dP_{se} - dP_a = d I_\nu d\Omega d\sigma d\nu$

$= -[h\nu_{ul} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) I_\nu \phi(\nu)/c] + h\nu_{ul} n_u A_{ul} \phi(\nu)/4\pi$

由此得到以 EINSTEIN 系数表示的辐射转移微分方程

$$d I_\nu/ds = -[h\nu_{ul} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \phi(\nu)/c] I_\nu + h\nu_{ul} n_u A_{ul} \phi(\nu)/4\pi \quad (A.22)$$

而 EINSTEIN 系数与宏观吸收、发射系数的关系为

$$\kappa_\nu = h\nu_{ul} n_l B_{lu}(1 - g_l n_u/g_u n_l) \phi(\nu)/c \quad (A.23)$$

$$\varepsilon_\nu = h\nu_{ul} n_u A_{ul} \phi(\nu)/4\pi \quad (A.24)$$

$$\tau_\nu = \frac{c^2 g_u A_{ul}}{8\pi g_l \nu^2} N_l[1-\exp(-h\nu/kT_{ex})]\phi(\nu) \quad (A.25)$$

其中 $N_l = \int n_l ds$ 表示低能级 l 的粒子数柱密度，T_{ex} 见（A.30）式。

A.1.5 辐射转移统计平衡方程

式（A.13）基于两层简化，首先它没有纳入碰撞过程，其次它采用简单的两能级模型。现在我们首先考虑碰撞过程，设某种被研究的入射粒子由于与主体靶粒子（例如 H、He 或 H_2）碰撞，导致其状态由 i 跃迁至 j 的几率为碰撞几率 C_{ij}(单位 s^{-1})

$$C_{ij} = n_t \int \sigma_{ij}(v) v f(v) dv \quad (A.26)$$

其中 v 为碰撞粒子的速度；$f(v)$为速度分布函数；n_t 为靶粒子的数密度，$\sigma_{ij}(v)$为状态 $i \to j$ 的碰撞截面。

将碰撞过程纳入式（A.13），由上能级 u 至下能级 l 和 l 至 u 的碰撞跃迁几率分别为 C_{ul} 和 C_{lu}，

$$n_u (A_{ul} + B_{ul} U(\nu_{ul}) + C_{ul}) = n_l (B_{lu} U(\nu_{ul}) + C_{lu}) \quad (A.27)$$

事实上在系统的一系列能级上都会布居一定的粒子，而不是仅布居在 u 和 l 两能级上。于是在稳定态下若平衡方程共涉及 n 个能级，应有如下 n 个联立方程

$$\sum_i n_i A_{ij} + \sum_i n_i B_{ij} U(\nu_{ij}) + \sum_i n_i C_{ij} = \sum_i n_j A_{ji} + \sum_i n_j B_{ji} U(\nu_{ji}) + \sum_i n_j C_{ji}$$

$$j = 1, 2, \cdots, n \quad (A.28)$$

A.1.6 场的亮温度 T_b、系统激发温度 T_{ex} 和动能温度 T_k

式（A.16）表明在热平衡（TE）条件下的外场，然而天体物理条件常不是热平衡的。为了处理上的形式统一，在非热平衡条件下，引入亮温度 T_b，外场能量密度 $U(\nu_{ul})$ 与亮温度 T_b 及频率的关系服从 Planck 函数 $B_\nu(T_b)$，

$$U(\nu_{ul}) = (4\pi/c)\,B_\nu(T_b) = [8\pi h(\nu_{ul})^3 c^{-3}]\,[\exp(h\nu_{ul}/kT_b) - 1]^{-1} \tag{A.29}$$

式（A.14）表明热平衡（TE）系统的热平衡温度为 T 时，各能级的粒子数密度将按 Boltzmann 定律分布。同样为了处理上的形式统一，对于非热平衡天体，引入激发温度 T_{ex}（u, l），两有关能级 u,l 的粒子数密度之比与相应的 T_{ex}(u,l)的关系将按 Boltzmann 定律分布即

$$n_u n_l = g_u / g_l \exp[-h\nu_{ul} / kT_{ex}(\mathrm{u,l})] \tag{A.30}$$

不同能级对的 T_{ex} 通常并不相同的。

在粒子数密度较高的情况下，式（A.27）中的碰撞项可能起主导作用，于是（A.27）式便简化为

$$n_u C_{ul} = n_l C_{lu} \quad 即 \quad C_{lu} / C_{ul} = n_u / n_l \ ,$$

碰撞项可能起主导作用的情况下，动能温度 T_k 按下式决定各能级的粒子数密度比。

$$n_u n_l = g_u / g_l \exp(-h\nu_{ul} / kT_k) \tag{A.31}$$

期刊 J. Phys. Chem. Ref. Data 以 Microwave Spectra of Molecules of Astrophysical Interest 为总标题陆续发表一些分子的基础数据，有助于 EINSTEIN 系数的计算。

A.2 原子谱线

物理学用 $^{2S+1}L_J$ 标记一个总自旋量子数为 S，总轨道角动量量子数为 L，总角动量量子数为 J 的一个原子状态。2S+1 是可能出现的自旋状态，亦即线的多重性。计算轻元素能级，采用 LS 向量耦合能得到较好的结果，即先分别求电子轨道角动量矩的向量和 L 及电子自旋角动量矩的向量和 S，再求 L 和 S 的向量和得到电子总角动量量子数 J。如果核的总自旋为 I，它与 J 的向量和得到原子总角动量量子数 F。不同原子态之间的跃迁形成原子的发射或吸收谱线。表 A.1 列出星际空间的若干射电原子谱线。

表 A.1a　若干射电原子超精细结构谱线

原子	I	电子配布	状态	超精细结构跃迁	ν_{ul} (GHz)	λ_{ul} (cm)	A_{ul} (s^{-1})
^{2}D	1	$(1s)^1$	$^2S_{1/2}$	$F=3/2 \to 1/2$	0.327	91.57	4.69×10^{-17}
^{1}H	1/2	$(1s)^1$	$^2S_{1/2}$	$F=1 \to 0$	1.420	21.11	2.87×10^{-15}
$^3He^+$	1/2	$(1s)^1$	$^2S_{1/2}$	$F=0 \to 1$	8.665	3.46	1.95×10^{-12}

表 A.1b　若干射电原子精细结构谱线

原子	电子配布	状态	精细结构跃迁	ν_{ul} (GHz)	λ_{ul} (μm)	A_{ul} (s^{-1})
^{6}C	$(1s)^2(2s)^2(2p)^2$	^{3}P	$^3P_1 \to {}^3P_0$	492.16	609	7.93×10^{-8}
^{6}C	$(1s)^2(2s)^2(2p)^2$	^{3}P	$^3P_2 \to {}^3P_1$	809.34	370	2.65×10^{-7}

A.2.1　H 的 21 cm 线

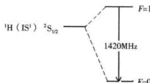


图 A.1　H 原子 $^2S_{1/2}$ F=1→0 跃迁的示意图

H 的 21 cm 线辐射由磁偶极矩跃迁生成。$A_{10} = (64\pi^4\nu_{10}^3|\mu^*_{10}|^2)/3hc^3\mu^*_{10}$ 是该跃迁的平均磁偶极矩

$$|\mu^*_{10}| = e\,h/4\pi m_e c$$

由此计算出

$$A_{10} = 2.86889\times10^{-15}\ s^{-1} \qquad (A.32)$$

人们特将此情况下，描述相对能级布局的激发温度 $T_{ex}(1,0)$，称为自旋温度 Ts，即

$$n_1/n_0 = (g_1/g_0)\exp[-h\nu_{10}/kT_{ex}(1,0)] = 3\exp(-0.0682/Ts)$$

如果 Ts>>0.0682，则 $n_1/n_0\approx3$，$n_1\approx3n_0$　假设所有的氢原子仅分布在上述最低的两个能级 0 和 1 上，单位体积 氢原子总数 $n_H\approx n_1+n_0\approx3n_0+n_0\approx4n_0$。此近似结果代入（A.23）式得出

$$\kappa_v = (3hc^2/32\pi\ \nu_{10}kTs)\, n_H A_{10}\, \phi(\nu) \tag{A.33}$$

(A.33) 式对 s 和 v 积分

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dv\left(\int \kappa_v ds\right) = (3hc^2/32\pi\nu_{10}kTs)A_{10}\left[\int_{-\infty}^{+\infty}\phi(v)dv\right]\left(\int_0^{\infty} n_H ds\right)$$

并定义每 cm^2 氢原子柱密度

$$N_H\ (cm^{-2}) = \int_0^{\infty} n_H (cm^{-3}) ds(cm) \tag{A.34}$$

便得到

$$N_H = 1.8224\times10^{18}\ Ts\int_{-\infty}^{+\infty}\tau(v)dv \tag{A.35}$$

其中 Ts 单位为 K，v 单位为 km s^{-1} 。

如何通过观测 21 cm 线来得到每 cm^2 氢原子柱密度 N_H？假设被观测的原子云有一个亮温度为 Tc 的背景源，$\tau(v)$为径向速度 v 下的总光深。以亮温度 Tb 表示的辐射转移方程的解为

$$Tb(v) = Ts\,(1-e^{-\tau(v)}) + Tc\, e^{-\tau(v)} \tag{A.36}$$

(1) 若 $Tc=0$（即无背景源的纯发射线），且光学薄 $\tau(v)<<1$，由(A.36)式得到 $Tb(v)=Ts\ \tau(v)$，代入(A.35)式得到

$$N_H(\tau<<1) = 1.8224\times10^{18}\int_{-\infty}^{+\infty} Tb(v)dv \quad (cm^{-2}) \tag{A.37}$$

因此 N_H 可通过观测到的亮温度对速度的积分而求得。

(2) 若 $Tc=0$，但 $\tau(v)$并不很小，由（A.36）得出

$\tau(v)=\ln\{Ts/[Ts-Tb(v)]\}$ 代入(A.35)后

$$N_H = 1.8224\times10^{18}\ Ts\int_{-\infty}^{+\infty}\ln\{Ts/[Ts-Tb(v)]\}\ dv \tag{A.38}$$

在此情况下 N_H 的求解就较困难了。

(3)若 $Tc=0$，$\tau(v)\to\infty$，由（A.36）得出 $Tb(v)\to Ts$ (A.39)

A.2.2 亚毫米波 C 原子线

若 C 原子中的电子配布为$(1s)^2(2s)^2(2p)^2$，且两个 2p 电子的自旋平行 2S+1=3，而 L 的可能值为 L=2（D），1（P），0（S）。如果 L=1，则状态为 ^3P，考虑到 L 和 S 的耦合会形成能级的三重劈裂，$^3P_2$，$^3P_1$，$^3P_0$（即 J=2，1，0），精细结构跃迁 $^3P_2\to{}^3P_1$ 的频率为 809.34 GHz，$^3P_1\to{}^3P_0$ 的频率为 492.16 GHz，均处于亚毫米波段。

由离化区向分子云行进的交界区，氢元素经历由离化到部分离化到中性氢到部分原子与分子区（$H^+\to H^+\ \&\ H\to H\to H\ \&\ H_2$）的逐步变化，天体物理通常将此过程写为 HⅡ→HⅡ ＆HⅠ→HⅠ→HⅠ& H_2，其中的 H_2

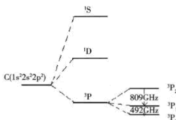


图 A.2 C 原子亚毫米谱线

是氢元素形成的分子的代表。碳元素也经历C^+ → C^+ & C→ C→ C & CO 的变化过程，其中的 CO 是 C 元素形成的分子的代表。由于氢和碳的第一电离能分别为 13.595 和 11.264 eV，因此在 H I 区还会有C^+存在，而中性碳原子 C 的谱线会与分子谱线共存。

A.3 射电复合线

原子，例如氢原子，离化后生成正离子H^+和电子 e 并在能级图上处于连续离化区。而H^+和 e 复合后的原子可能处于能级（$n+\Delta n$）并跃迁至能级 n 发射所谓复合谱线。 其中 n 是主量子数。 若 $\Delta n=1$ 称为 $n\alpha$ 线，$\Delta n=2$ 称为 $n\beta$ 线。如 H 原子的复合线形成于 $n=199\to198$ 的跃迁，称为 H198 α 线。形成于 $n=200\to198$ 的跃迁，称为 H198 β 线，依此类推。

A.3.1 复合线的跃迁频率

由于射电波段的复合线 $n\geqslant40$，在这种高能级状态下，电子的轨道相当大，可以将核视为一个点。任何原子样品 X 在如此高的能级间的跃迁可以视为类氢，因此（$n+\Delta n$）→ n 能级的跃迁频率为

$$v = Rxc[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+\Delta n)^2}]\text{GHz} \tag{A.40}$$

R_X：X 样品的 Rydberg 常数， $R_X=10.97373(1+m_e/M_X)^{-1}$；
M_X：X 样品的核质量；
c：光速（km s^{-1}）。

表 A.2 与射电复合线有关的若干参数

原 子	原子质量(amu)	$R_X c(10^6\text{GHz})$	第一电离能(eV)	$\nu_X - \nu_H\ (\text{km s}^{-1})^*$
^{1}H	1.0078	3.288 051 29	13.6	0
^{4}He	4.0026	3.289 391 18	24.6	- 122.1
^{6}C	12	3.289 691 63	11.4	- 149.5
Z**	∞	3.289 842 02		- 163.3

* X 原子谱线中心速度 ν_X 相对 H 原子谱线中心 ν_H 的偏离值；

** 近似适用于所有比 C 重的原子。

A.4 双原子分子

认识分子的一个近似的方法是将分子的运动分解为分子中的电子运动、分子中各原子核的相对振动以及分子的转动。分子的能量 E 等于三项之和

$$E = E_e + E_v + E_r$$

其中 E_e， E_v 和 E_r 分别为电子能量、振动能量和转动能量。 在这种近似下，双原子刚性分子的能级可分解为如图 A.3 所示。图中 A 和 B 是电子能级；同一电子能级（例如 A 或 B），分子的能量还因振动能量的不同分为若干分能级，称为振动能级，以振动量子数 v=0，1，2，…标记；同一电子能级、同一振动能级又因转动能量的不同进一步分为若干间隔更小的分支能级，称为转动能级，以转动量子数 J = 0，1，2，…标记。

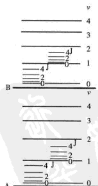


图 A.3 刚性双原子分子的能级

A.4.1 双原子分子的电子能级

双原子分子中的电子在核连线的轴对称的势场中运动，每个电子按照保里原理和能量最低原理占据一定的分子轨道。各分子轨道上的电子只有轴方向的角动量有确定值 $m_l h/2\pi$。相同$|m_l|$值的分子轨道的能量值相等，因此以$|m_l|$值来命名分子轨道。σ，π 和 δ 分别表示角动量在核轴方向的分量为 0，±（$h/2\pi$）和±2（$h/2\pi$）。分子总轨道角动量的量子数以 L 表示，它的轴分量等于 $M_L \dfrac{h}{2\pi}$，M_L=0，±1，±2，…，±L，$M_L=\Sigma m_l$，同样的理由分子的能量可以用 $\Lambda=|M_L|$值来命名，光谱学以大写希腊字母 Σ、Π 和 Δ 表示总角动量在核轴方向分量 Λ 为 0，±（$h/2\pi$）和±2（$h/2\pi$）。如基态分子中只含 σ 电子，则为 Σ 态；如除 σ 电子外含有一个 π 电子，则为 Π 态；如有两个 π 电子且分占两个 π 轨道，角动量分别为+（$h/2\pi$）和－（$h/2\pi$）则为 Σ 态，如占同轨道则为 Δ 态。

仔细研究电子光谱的精细结构可以发现由于自旋与轨道相互作用产生的多重结构。分子中电子的总自旋量子数用 S 表示，S 可以等于零、半整数或正整数。总自旋量子数沿核轴方向的分量量子数 M_S 可以取 ±S，±（S－1），…， 0 等 2S+1 个数值。分子光谱中常用符号 Σ（不要与表示 Λ=0 的 Σ 搞混）代替 M_S。分子总角动量沿核轴方向的分量量子数 $\Omega=|\Lambda+\Sigma|, |\Lambda+\Sigma-1|, \cdots, |\Lambda-\Sigma|$。一般把 2$S$+1 注在 Λ 符号左上角 $^{2S+1}\Lambda$ 叫光谱项，把 Ω注在 Λ 符号的右下角 $^{2S+1}\Lambda_\Omega$，叫作光谱支项。若 Λ=2，S=1，$^3\Delta$ 是光谱项，$^3\Delta_1$、$^3\Delta_2$ 和 $^3\Delta_3$ 是光谱支项。对于 Σ 态如与一包含分子轴的平面对称是+态，写作 Σ^+；否则是 - 态，写作 Σ^-。对于同核双原子分子如有中心对称，在光谱项的右下角注 g；如有中心反对称注 u。基态 H_2 是 $^1\Sigma_g^+$，CO 是 $^1\Sigma^+$，而 OH 是 $^2\Pi$。

A.4.2 基态为 $^1\Sigma$ 的双原子分子

$^1\Sigma$ 态是 $L=S=0$ 的状态。在一级近似下双原子分子可被视为一个刚性转体。设原子 1、2 的质量分别为 m_1 和 m_2 离质心 c 的距离分别为 r_1 和 r_2。原子 1、2 间的距离 $r=r_1+r_2$ 且

$$m_1 r_1 = m_2 r_2。$$

体系的转动惯量 I 为

$$I = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 = mr^2 \qquad (A.41)$$

其中 $m=\dfrac{m_1 m_2}{m_1+m_2}$ 称为分子折合质量。

转动若是自由的，势能为 0，则

$$E=\frac{1}{2}I\omega^2=\frac{p_\theta^2}{2I} \tag{A.42}$$

其中 $p_\theta=I\omega$ 是角动量，量子力学证明体系的角动量是量子化的，其值等于

$$p_\theta=\sqrt{J(J+1)}\frac{h^2}{2\pi} \quad J=0，1，2，\cdots \tag{A.43}$$

代入（4-4）式得到

$$E（J）=J（J+1）\frac{h^2}{8\pi^2 I} \tag{A.44}$$

电偶极矩 $\mu=0$ 的非极性分子转动时，电场无变化，因此不吸收或发射光子，所以一些对称分子如 H_2、O_2、CH_4 等都没有纯的转动光谱。极性分子（$\mu\neq0$）的转动跃迁的选择律为 $\Delta J=\pm1$，分子从 $J+1$ 到 J 发射的频率为

$$\nu=[（J+1）（J+2）-J（J+1）]\frac{h^2}{8\pi^2 I}=2B（J+1） \tag{A.45}$$

其中 B 称为转动常数

$$B=\frac{h^2}{8\pi^2 I}$$

事实上分子在转动时产生的离心力会拉长核间距,所以分子运动的非刚性效应必须作为修正项纳入考虑。设无转动时的平衡核间距为 r_e 核间距,非刚性模型下的核间距为 r。转动离心力 $m\omega^2 r$ 与弹性力 $k(r-r_e)$ 相平衡时，核间距应为

$$r-r_e=m\omega^2 r/k=\frac{p_\theta^2}{kmr^3} \tag{A.46}$$

体系总能量

$$E=T+V=\frac{p_\theta^2}{2mr^2}+\frac{k}{2}(r-r_e)=\frac{p_\theta^2}{2mr_e^2}-\frac{p_\theta^4}{2m^2kr_e^6}$$

$$E（J）=\frac{h^2}{8\pi^2mr_e^2}J(J+1)-\frac{h^4}{32\pi^4m^2r_e^6k}J^2(J+1)^2$$

由 $J+1$ 能级到 J 能级的跃迁频率为

$$\nu=[E(J+1)-E(J)]/h=2B(J+1)-4D(J+1)^3 \tag{A.47}$$

其中 B 为转动常数，D 为离心力修正系数，

$$B=\frac{h}{8\pi^2 I},\quad D=\frac{h^3}{32\pi^4 m^2 r_e^6 k},\quad I=m\,r_e^2 \tag{A.48}$$

这类分子的 Einstein *A* 系数的算式为

$$A\ (J+1\rightarrow J)=\frac{1.1639\times10^{-20}\nu^3\mu^2}{2J+3}S(J+1\rightarrow J)\ \text{s}^{-1} \tag{A.49}$$

其中 $S(J+1\rightarrow J)=J+1$。偶极矩 μ 的单位是 D（Debye，1D=10^{-18}esu=0.393427a.u.），跃迁频率 ν 的单位为 MHz。

表 A.3 的分子中，仅 $^{12}C^{17}O$ 具有四极矩超精细结构，因为核自旋 I（^{17}O）=5/2 而不是 0 或 1/2。$^{12}C^{17}O$ 的 J=1→0 的上能级分裂为总角动量量子数 F 为 5/2，7/2，3/2 的三个分支能级，从而引起对应谱线的三重劈裂。超精细能级结构的计算公式为

$$-\,\text{eqQ}\,f(I,\ J,\ F)+\frac{1}{2}\,c[F(F+1)-J(J+1)-I(I+1)] \tag{A.50}$$

其中，eqQ 为四极矩偶合常数，f (*I*，*J*，F) 是 Casimir 函数（Townes & Schawlow 1975）。

表 A.3　CO 的分子常数

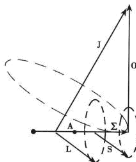
同位素样品	B_0（MHz）	D_0（kHz）	其　　他
$^{12}C^{16}O$	57635.9687	183.567	μ= 0.10980 D
$^{12}C^{17}O$*	56179.9828	174.388	eqQ(^{17}O)=4.52(MHz), c(^{17}O)=24.6(kHz)
$^{12}C^{18}O$	54891.4239	166.462	
$^{13}C^{16}O$	55101.0205	167.745	
$^{13}C^{18}O$	52356.0108	151.405	
$^{14}C^{16}O$	52935.8646	154.786	

*同位素 ^{17}O 核自旋 I= 5/2 具有四极矩

A.4.3 动量矩的 Hund 耦合

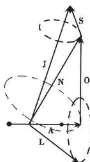
Hund 耦合方式（a）：电子轨道矩 $\vec{L}$ 和自旋矩 $\vec{S}$ 强耦合于核间轴（即 $\vec{L}$ 和 $\vec{S}$ 绕核间轴很快地进动），它们在轴上的投影 Λ 和 Σ 是好的量子数。图 A.4a 中 $\vec{O}$ 并不单是核转动矩，其中还包含也是垂直于核轴的电子运动的快速进动分量。

Hund 耦合方式（b）：电子自旋矩 $\vec{S}$ 不耦合于核间轴，它在轴上的投影是未加定义的。此方式适用于 Λ=0（即 Σ 态）和所有的 S=0 态（即单



(a)

图 A.4.a Hund 偶合方式



(b)

图 A.4.b Hund 偶合方式

重态）。这里的电子轨道矩 $\vec{L}$ 绕核轴快速进动，其投影量子数为 Λ。包括分子转动的总轨道角动量矩 $\vec{N}=\vec{L}+\vec{O}$ 是好的量子数，它在核轴上的投影也是 Λ。转动分子的磁矩 $\vec{N}$ 与电子自旋矩 $\vec{S}$ 耦合起来，围绕总动量矩 $\vec{J}=\vec{N}+\vec{S}$ 进动。

还有更多的耦合方式（c），(d)，…以及一些中间的耦合方式这里不一一叙述。

A.4.4 基态为 $^2\Sigma$ 和 $^3\Sigma$ 的分子

基态为 $^2\Sigma$ 的分子，例如 CN，$S=\frac{1}{2}$ 在 Hund 耦合方式（b）下，给出一个 N 值尚有（$2S+1$）=2 个精细结构能级：

$$E(v, N, J = N+\frac{1}{2}) = B_v N(N+1) - D_v N^2(N+1)^2 + \frac{1}{2}\gamma N$$

$$E(v, N, J = N-\frac{1}{2}) = B_v N(N+1) - D_v N^2(N+1)^2 - \frac{1}{2}\gamma(N+1),\ N\neq 0 \tag{A.51}$$

其中 γ 是电子自旋与核转动的相互作用系数，B_v 和 D_v 是振动态 v 的转动常数和离心力修正系数。

基态为 $^3\Sigma$ 的分子，例如 SO，S=1 不仅要考虑电子自旋与核转动的相

互作用即与系数 γ 有关的项，而且还要考虑两个未配对电子间的较强的相互作用即与系数 λ 有关的项。

在 Hund 耦合方式（b）下 $^2\Sigma$ 和 $^3\Sigma$ 态电耦极矩转动跃迁的选择法则为

$$\Delta N=\pm 1, \quad \Delta J=0, \ \pm 1 \qquad (A.52)$$

A.4.5 基态为 $^2\Pi$ 的分子

$S=\frac{1}{2}$，$L=1$ 的 $^2\Pi$ 态，电子的自旋和轨道相互作用（系数 A）是很重要的，即使对于像 OH 那样的轻分子，A 也比 γ 甚至 B 要大（表 A.4）。

在像 $^2\Pi$ 那样 Λ 不为 0 的状态下，电子波函数对核轴是不对称的，通常有两个互成直角的独立转动主轴。围绕这两个轴的转动能量略有差别，造成以对称性来标记的所谓 Λ-双重能级 $^2\Pi^+$ 和 $^2\Pi^-$。对称性的选择法则是 $+ \leftrightarrow -$。

表 A.4 主要同位素样品在电子基态、振动基态的分子转动常数(MHz)

	B_0	D_0	γ_0	λ_0	A_0
CO（$^1\Sigma$）	57635.969	0.18357	—	—	—
CN（$^2\Sigma$）	56693.583	0.192	217.571	—	—
SO（$^3\Sigma$）	21523.561	0.03421	−168.79	158258.7	—
OH（$^2\Pi$）	556037	106.66	3627	—	−4163865

A.5 多原子分子

多原子分子的能级取决于分子形状的对称性，根据三个主惯量矩 I_A、I_B 和 I_C 的关系分为：

线性分子	$I_A=0$，$I_B=I_C$
球形陀螺分子	$I_A=I_B=I_C$
长对称陀螺分子	$I_A<I_B=I_C$
扁对称陀螺分子	$I_A=I_B<I_C$
不对称陀螺分子	$I_A<I_B<I_C$

三轴的转动常数 $A=h/8\pi 2I_A$，$B=h/8\pi 2I_B$，$C=h/8\pi 2I_C$ (A.52)

球形陀螺分子比较少，经典的例子是 CH_4。它的偶极矩测量值几乎为零，$\mu=5.38\times10^{-6}$ D。但是它的同位素取代物 CH_2D_2 则不是球形对称的，且 $\mu=0.014$ D。

A.5.1 线性分子

线性多原子分子其结构与双原子相似，主要的差别是前者有几个振动模式，但是在星际条件下，通常只涉及研究振动基态，这个差别也就无关紧要了。星际的 $^1\Sigma$ 态线性多原子分子例如基态 HCN、HCO^+、HC_3N、OCS、HNC、N_2H^+和 HC_3N 等；$^2\Sigma$ 态的例如基态 C_2H 和 C_3N 等。对于其中的含 ^{14}N（I=1）的分子需要考虑四极矩超精细结构。

A.5.2 对称陀螺分子

对称陀螺分子的能级以 J 和 J 在对称轴上的投影 K 两个量子数来描述。K 取 $-J$，$-J+1$，…，J 共（$2J+1$）个值。能量表达式为

长对称陀螺分子（$A>B$）：

$$E(J_K)=BJ(J+1)+(A-B)K^2 \tag{A.53}$$

扁对称陀螺分子（$B>C$）：

$$E(J_K)=BJ(J+1)-(B-C)K^2 \tag{A.54}$$

式（A.53）和（A.54）忽略了高级项。选择法则为 $\Delta J=0$，±1，$\Delta K=0$。通常偶极矩沿着对称轴。对称陀螺星际分子例如 NH_3、CH_3CN 和 CH_3C_2H 等。

NH_3 的转动跃迁在红外，但是反演跃迁在微波波段。氨分子的三个 H 原子处于等边三角形的角上，N 原子的平衡位置在三角形平面外与三个氢原子的等距离处。实际上在三角形的平面两侧有两个对称的平衡位置，在量子数 v_2 相应的振动模式下，N 原子贯穿三角形的平面往返于两个平衡位置之间。当 v_2=0 和 1，对所面临的位垒，N 原子要实现贯穿，只能通过量子力学隧道效应。该位垒有两个极小位置，相应于两个平衡位置。在两个极小位置的位垒里，除 K=0 以外的所有能级都有双重劈裂。振动基态的劈裂比较小，称为反演劈裂。振动反演劈裂伴有扁对称陀螺的常规转动结构，除 K=0 以外的转动能级 J_K 都有分别标为+与－的反演劈裂。对于 v_2=0 反演劈裂小于转动结构。$K=3n$ (n=0，1，2，…)为正态（ortho states），$K=3n\pm1$ 为仲态（para states），$J=K$ 的能级是亚稳态。反演线的线强度为 $S_J(J, K)=(2J+1)K^2/J(J+1)$。

A.5.3 不对称陀螺分子

不对称陀螺分子的结构要比对称的复杂。类似（A.53）和（A.54）式对非零 K 值的简并是不存在的。K_{-1} 和 K_1 分别表示在长对称和扁对称极限下的 $|K|$ 值，$\tau=K_{-1}-K_1$，而一个不对称陀螺分子的能级则用 J_τ 来标记。

A.6 微波受激发射

式(A.30)是在非热平衡下的能级布局，如 $T_{ex}<0$，则意味着 $\frac{n_u}{n_l}>\frac{g_u}{g_l}$，即出现了布局数的倒置，高能级的布局数反而高于低能级。核心的问题正是天体中是什么泵浦将低能级的粒子抽运到高能级的。进一步，根据式（A.25），若 $T_{ex}<0$ 则 $\tau_\nu<0$。设在被观测源后有一个亮温度为 T_s 的连续源，当然还有亮温度为 T_{bb} 的宇宙背景源。此源的亮温度为

$$T_b=(T_{ex}-T_{bb}-T_s)[1-\exp(-\tau_\nu)] \tag{A.55}$$

因 $T_{ex}<0$ 和 $\tau_\nu<0$，若 $|\tau_\nu|>1$

$$T_b=(-|T_{ex}|-T_{bb}-T_s)[1-\exp(|\tau_\nu|)]\approx(|T_{ex}|+T_{bb}+T_s)\exp(|\tau_\nu|) \tag{A.56}$$

式（A.56）中有明显的 e 指数性质的放大现象。故而当 $T_{ex}<0$ 和 $\tau_\nu<0$，且 $|\tau_\nu|>1$，可以认为出现了微波受激发射（MASER）。

欲更深入了解 A.1～A.6 节有关知识，可参考 Townes & Schawlow (1975), Rohlfs & Wilson (2000) 和 Lang (1999)等书籍。

A.7 星际与拱星分子

表 A.5 是 2004 年 12 月更新的星际与拱星的分子和分子离子样品表（Müller *et al.*2001, http://www.ph1.uni-koeln.de/与 http://www.cv.nrao.edu/网站）。表 A.5 所列分子一般是通过射电至远红外波段的转动谱探测到的。少数用*标记的样品是通过转动-振动谱探测到的，个别用**标记的样品是通过电子谱探测到的。同位素取代样品一般不一一列出，但 H 的同位素 D 的取代样品例外。

表 A.5 星际与拱星的分子和分子离子样品（2004 年 12 月）

分子所含原子数							
2	3	4	5	6	7	8	9
AlF	AlNC	$c\text{-}C_3H$	C_5^*	C_5H	C_6H	C_7H	C_8H
AlCl	C_3^*	$l\text{-}C_3H$	C_4H	C_5N	$c\text{-}C_2H_4O$	CH_3C_3N	CH_3C_4H
C_2^{**}	C_2H	C_3N	C_4Si	$C_2H_4^*$	CH_2CHCN	CH_3COOH	CH_3CH_2CN
CH	C_2O	C_3O	$l\text{-}C_3H_2$	CH_3CN	CH_2CHOH	CH_2OHCHO	$(CH_3)_2O$
CH^+	C_2S	C_3S	$o\text{-}C_3H_2$	CH_3NC	CH_3C_2H	$HCOOCH_3$	CH_3CH_2OH
CN	CH_2	$C_2H_2^*$	CH_2CN	CH_3OH	HC_5N	H_2C_6	HC_7N
CO	CO_2^*	CH_3^*	CH_4^*	CH_3SH	$HCOCH_3$	CH_2CHCHO?	
CO^+	HCN	HCCN	HC_3N	HC_2CHO	NH_2CH_3	$l\text{-}HC_6H^*$?	
CP	HCO	$HCNH^+$	HC_2NC	HC_3NH^+			10
CS	HCO^+	H_2CN	HCOOH	NH_2CHO			CH_3CH_2CHO
HCl	HCS^+	H_2CO	H_2C_2O	$l\text{-}H_2C_4$			$(CH_3)_2CO$
HD	HD_2^+	H_2CS	H_2CNH	$l\text{-}HC_4N$			CH_3C_5N?
HF	H_2D^+	H_3O^+	H_2COH^+	$l\text{-}HC_4H^*$?			$(CH_2OH)_2$?
H_2	H_3^{+*}	HNCO	HNC_3				NH_2CH_2COOH?
KCl	H_2O	HNCS	H_2NCN				
NH	H_2S	$HOCO^+$	SiH_4^*				11
NO	HNC	NH_3					HC_9N
NS	HNO	$c\text{-}SiC_3$					
NaCl	HOC^+						12
OH	MgCN						$C_6H_6^*$?
PN	MgNC						
SH^*	NH_2						13
SO	N_2H^+						$HC_{11}N$
SO^+	N_2O						
SiC	NaCN						
SiN	OCS						
SiO	SO_2						
SiS	$c\text{-}SiC_2$						
FeO(?)	SiCN						
O_2?	SiNC						

参考文献

Aalto S., Booth R. S., Black J. H., & Johansson L. E. B., A&A, 300(1995) 369

Ahrens V., & Winnewisser G. Z., Naturforsch., 54a (1999) 131

Aikawa Y., Herbst, E., Robert, H., Caselli, P., ApJ, 620 (2005) 330

Aikawa Y., Ohashi N., & Herbst E., ApJ, 593(2003) 906

Aikawa Y., Ohashi N., Inutsuka S., Herbst E., & Takakuwa S., ApJ, 552(2001) 639

Altenhoff W.J., Batrla W., Huchtmeier W.K., *et al.*A&A, 125(1983) L19

Anantharamaiah K. R., & Goss W. M., ApJ, 466(1996) L13

Anantharamaiah K. R., & Goss W. M., RMxAC, 6(1997) 58

Anantharamaiah K. R., Viallefond F., Mohan N. R., *et al.*ApJ, 537(2000) 613

Anantharamaiah K. R., Zhao J. H., Goss W. M., & Viallefond F., ApJ(1993) 419, 585

Anderson T., Herbst E. and De Lucia F. C., ApJS, 82(1992)405

André P, Ward-Thompson D. & Barsony M., Protostars and Planets IV, ed V. Mannings *et al* .(Tucson: Univ. of Arizona Press) (2000) p. 59

Anglada G., Estalella R., Pastor J., Rodríguez L.F., Haschick A.D., ApJ, 46 (1996) 3, 205

Aso Y., Tatematsu K., Sekimoto Y., *et al.*ApJS, 131(2000) 465

Athanassoula E., MNRAS, 259(1992) 328

Baan W. A. Wood P. A. D. and Haschick A. D., ApJ, 260(1982)L49

Baan W. A., In Atoms, Ions, and Molecules: New Results in Spectral Line Astrophysics, (eds. Haschick A. D. and Ho P. T. P.), ASP Conf. Ser. 16(1991)44

Baan W. A., Natur, 315(1985)26

Bachiller R. & Tafalla M., In The Origin of Stars and Planetary Systems, NATO ASIC Proc. 540(1999) p. 227

Bachiller R., ARA&A, 34(1996)111

Bagla，J.S., In Highly Redshifted Radio Lines, (eds. Carilli C. L. *et al.*), A.S.P. Conf. Ser., Vol.156, 1999, p.9

Bakes E., Tielens A. G. G. M., ApJ, 499(1998) 258

Ball J. A., Gottlieb C. A., Lilley A. E. and Radford H. E., ApJ, 162(1970)L203

Bally J. & Zinnecker H., AJ, 129 (2005) 2281

Balser D. S., Bania T. M., Brockway C. J., Rood R.T. and Wilson T. L., ApJ, 430(1994)667

Bania, T. M., BAAS, 8(1976)334

Bann W. A., ApJ, 338(1989)804
Barrett A. H., Schwartz P. R. and Waters J. W., ApJ, 168(1971)L101
Barvainis R., Maloney P., Antonucci R., Alloin D., ApJ, 484(1997) 695
Barvainis R., Tacconi L., Antonucci R., Alloin D., Coleman P., Nature, 371 (1994) 586
Basu S. and Mouschovias T. Ch., ApJ, 452 (1995a) 386
Basu S. and Mouschovias T. Ch., ApJ, 453 (1995b) 271
Batrla W., Matthews H. E., Menten K. M. and Walmsley C. M., Natur, 326(1987)49
Bayet E., Gerin M., Phillips T. G., Contursi A., A&A, 427(2004) 45
Beech M., Mitalas R., ApJS, 95(1994) 517
Behrend R., & Maeder A., A&A, 373 (2001) 190
Beichman C. A., Myers P.C., Emerson J.P., *et al.*, ApJ, 307(1986) 337
Beichmann C.A., Neugebauer, G., Habing, H.I., Clegg, P.E., Chester, T.J. (1985) IRAS Expanatory Supplement
Bell M. B., & Seaquist E. R., ApJ, 223 (1978) 378
Bell M. B., Seaquist E. R., Mebold U., Reif K., & Shaver P. A., A&A, 130(1984) 1
Belloche A., Andre P., Desporis D. and Blinder S., A&A 393(2002)927
Bensch F. Pak I., Wouterloot J. G. A., Klapper G., and Winnewisser G., Astrophys. J. Lett., 562(2001)L185
Benson P.J., & Myers P.C., ApJS, 71(1989) 89
Bergin E. A., Ciardi D. R., Lada C. J., Alves J., & Lada E. A., ApJ, 557(2001) 209
Bernes C., A&A, 73 (1979) 67
Beuther H. & Schilke P., Science, 303(2004) 1167
Beuther H. & Shepherd, D. S., in From Cores to Clusters (Kluwer and Springer ASSL. Ser) ed. E.F. van Dishoeck (Dordrecht: Kluwer Academic Publisher) (2005) 61
Beuther H., Schilke P., and Gueth F., ApJ, 608(2004a) 330
Beuther H., Schilke P., and Stanke T., A&A, 408(2003) 601
Beuther H., Schilke P., Gueth F., *et al.*, A&A, 387(2002a) 931
Beuther H., Schilke P., Menten K. M., *et al.*, ApJ, 566(2002b) 945
Beuther H., Schilke P., Sridharan T. K., *et al.*, A&A, 383(2002c) 892
Beuther H., Thorwirth S., Zhang Q., *et al.*, ApJ, 627(2005a) 834
Beuther H., Walsh A., Schilke P., *et al.*, A&A, 390(2002d) 289
Beuther H., Zhang Q., Greenhill L. J., *et al.*, ApJ, 616(2004b) L31
Beuther H., Zhang Q., Greenhill L. J., *et al.*, ApJ, 632(2005b) 355
Bieniek R. J. and Green S., ApJ, 265(1983)L29
Bird M.K., Huchtmeier W.K., Gensheimer P., Wilson T.L., Janardhan P., Lemme C., A&A,

325(1997) L5

Blake G. A., Mundy L.G., Carlstrom J.E., *et al*., ApJ, 472(1996) L49

Blake G. A., Masson C.R., Phillips T.G., Sutton E.C., ApJS, 60(1986) 949

Blake G. A., Sutton E.C., Masson C.R., Phillips T.G., ApJ, 315(1987) 621

Blitz L. and Williams J. P.,The Origin of Stars and Planetary Systems ed C. J. Lada and N. D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer) (1999) p. 3

Blitz L. Magnani L. and Mundy L., ApJ, 282 (1984) L9

Blitz L., Protostars and Planets III ed E. H. Levy and J. I. Lunine (Tucson: Univ. of Arizona Press) (1993) p. 125

Bloemen J.B.G., Stron A. W., Mayer-Hasselwander H. A., *et al*., A&A, 154(1986) 25

Bloemhof E. E., Reid M. J. and Moran J. M.， ApJ, 397(1992)500

Boland W. and Jong T., A&A, 98(1981)149

Bolatto A. D., Leroy A., Israel F., *et al*., ApJ, 595(2003) 167

Bonnell I. A. & Bate M. R., MNRAS, 336 (2002) 659

Bonnell I. A., Bate M. R, Clarke C. J. and Pringle J. E.), MNRAS, 285 (1997) 201

Bonnell I. A., Bate M. R., & Vine S. G., MNRAS, 343(2003) 413

Bonnell I. A., Vine S. G., & Bate M. R., MNRAS, 349(2004) 735

Bonnor W. B., MNRAS, 1161956, 351

Borden A. and Barker E. F., J. Chem. Phys., 6(1939)553

Boreiko R.T. and Betz A.L., Astrophys. J., 369(1991)382

Boucher D., Burie J., Bouer A. *et al*., J. Phys. Chem. Ref. Data, 9(1980)659

Bourke T. L., Hyland, A. R., Robinson, G., *et al*., MNRAS, 276(1995) 1067

Braatz J. A., http://www.nrao.edu/~jbraatz

Bradford C. M., Nikola T., Stacy G., *et al*., ApJ, 586(2003) 891

Braine J., Combes F., Casoli F., *et al*., A&AS, 97(1993) 887

Brand J., Cesaroni R., Caselli P. *et al*., A&ASS, 103(1994)541

Brocklehurst M. and Seaton M.J., MNRAS, 157(1972)179

Bronfman, L., Nyman, L.-A., & May, J., A&AS, 115(1996) 81

Brown R. L., Vanden Bout PA., AJ, 102(1991) 1956

Bujarrabal V., Fuente A. and Omont A., A&A, 285(1994b)247

Bujarrabal V., Fuente A. and Omont A., ApJ, 421(1994a)47

Burdyuzha V. V. and Vikulov K. A., MNRAS, 244(1990)86

Burton W. B., Gordon M. A., Bania T. M. and Lockman F. J, ApJ,202(1975)30

Buta R. J., & Combes F., Fund. Cosmic Phys., 17(1996) 95

Büttgenbach T. H., Keene J., Phillips T. G., Walker C. K., ApJ, 397(1992) L15

Cao Y. X., Zeng Q., Deguchi S., Kameya O. and Kaifu N., AJ, 105(1993)1027
Carey S. J, Clark F. O, Egan M. P. *et al.*, ApJ, 508(1998) 721
Carilli C. L., Kohno K., Kawabe R., Ohta K., Henkel C., *et al.*, AJ, 123 (2002b) 1838
Carilli C. L., Solomon P., Vanden Bout P., Walter F., Beelen A., *et al.*, ApJ, 618(2004) 586
Carilli C.L., Menten K.M. and Moore C.P., In Highly Redshifted Radio Lines, (eds. Carilli C. L. *et al.*), A.S.P. Conf. Ser., Vol.156, 1999, p.171
Carral P., Hollenbach D. J., Lord S. D., Colgan S. W. J., Haas M. R., Rubin R. H., & Erickson E. F., ApJ, 423(1994) 223
Caselii P., AP&SS, 50(2002) 1133
Caselli P., Walmsley C. M., Tafalla M., Dore L., & Myers P. C., ApJ, 523 (1999) L165
Caselli P., Walmsley C. M., Terzieva R., & Herbst E., ApJ, 499(1998) 234
Caselli P., Walmsley C. M., Zucconi A., *et al.*, ApJ, 565(2002) 331
Caselli P., Dore L., A&A, 433(2005) 1145
Casoli F., Dupraz C., & Combes F., A&A, 264(1992) 55
Castets A., Duvert G., Dutrey A. *et al.*, A&A, 234(1990) 469
Caswell J. L., Vaile R. A. and Forster J. R., MNRAS, 277(1995)210
Ceccarelli C., Baluteau J.-P, Walmsley M., *et al.*, A&A, 383(2002) 603
Cernicharo J., Barlow M.J., Gonzalez-Alfonso E.G., *et al.*, A&A, 315(1996)L201
Cesaroni R., Felli M., Jenness T., *et al.*, A&A, 345(1999) 949
Cesaroni R., Felli M., Testi L., Walmsley C. M., & Olmi L., A&A, 325(1997) 725
Cesaroni R., Hofner, P., Walmsley, C. M., Churchwell, E., A&A, 331(1998) 709
Cesaroni R., Neri R., Olmi L., Testi L., Walmsley C. M., Hofner P., A&A, 434(2005) 1039
Chandra S., Kegel W. H., Varshalovich D. A. and Albrecht M. A., A&A, 140(1984)295
Chandra S., Kegel W. K. and Varshalovich D. A. A&A, 148(1985)145
Chandra S., Maheshowari V.U. and Sharma A.K., A&AS, 117(1996)557
Charnley S.B., ApJ, 481 (1997) 396
Charnley S.B., Tielens, A.G.G.M., Millar, T.J., ApJ, 399(1992) L71
Cheung A. C., Rank D. M., Townes C. H. Thornton D. D. and Welch W. J., Natur, 221(1969)626
Chini R., Hoffmeister V., Kimeswenger S., *et al.*, Nature, 429(2004) 155
Chini R., Kruegel E., Lemke R., A&AS, 118(1996) 47
Chlebowski T., Harnden F. R., & Sciortino S., ApJ, 341(1989) 427
Chlebowski T., Harnden F. R., & Sciortino S., ApJ, 341(1989) 427
Choi M., Evans II N. J., Gregersen E. M., & Wang Y., ApJ, 448(1995) 742
Choi M.H., Evans N.J., Gregersen E.M., Wang Y.S., ApJ, 448(1995) 742

Churchwell E. D., ARA&A, 40(2002) 27

Churchwell, E., In The Origin of Stars and Planetary Systems, ed. C. J. Lada and N. D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer), NATO ASIC Proc. 540(1999) p. 515

Ciolek G. E. and Basu S., ApJ, 529(2000) 925

Claussen M. J., Diamond P. J., Braatz J. A. *et al.*, ApJ, 500(1998)L129

Clemens, D.P., & Barvainis, R., ApJS, 68(1988) 257

Clemens, D. P., Barvainis, R., ApJS, 68(1988) 257

Cohen R. J., Brebner G. C., Hutawarakorn B. *et al.*, IAUS, 221(2003)168

Cohen R. J., RPPh, 52(1989)881

Combes F., ARA&A, 29(1991) 195

Combes F., García-Burillo S., Boone F., *et al.*, A&A, 414(2004) 857

Comito C., Schilke P., Phillips T. G. *et al.* 156(2005)127

Comoretto G., Palagi F., Cesaroni R. *et al.*, A&ASS, 84(1990)179 ·

Cooke B. and Elitzur M., ApJ, 295(1985)175

Cornwell, T. J., Uson, J. M. & Haddad, N., A&A, 258(1992) 583

Cummins S. E., Linke R. A., & Thaddeus P., ApJS, 60(1986) 819

Curry C. L., ApJ, 576(2002) 849

Dalgarno A., & Lep. S., ApJ, 287 (1984) L47

Dame T. M., Hartmann D. and Thaddeus P., ApJ,547(2001)792

Dame T., In Back to the Galaxy, (eds. Holt S.S. *et al.*) AIP Press: New York, 1993, p.267

Danby G., Flower D. R., Valiron P., Schilke P. Walmsley C. M. (1988) MNRAS, 235, 229

Darling J. and Giovanelli R., AJ, 124(2002)100

De Boisanger, C., Helmich, F. P., & van Dishoeck, E. F., A&A, 310 (1996) 315

De Jong, T., Boland, W., Dalgarno, A., A&A, 91 (1980) 68

De Vaucouleurs *et al.*(1991) Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, version 3.9

Deguchi S., ApJ, 249(1981)145

Devine D., Bally J., Reipurth B., *et al.*, AJ, 117(1999) 2919

Dickel H. R. & Auer L. H., ApJ, 437 (1994) 222

Dickel H. R. & Auer L. H., ApJ, 437(1994)222

Didkey J. M. and Lockman, F. J., ARAAp, 28(1990)215

Dickey J.M., McClure-Griffiths N., Gaensler B. *et al.*, In New Perspectives on the Interstellar Medium, (eds. Taylor A. R. *et al.*), ASP Conference Series, 168(1999)27

Dos Santos P. M. and Lépine J. R. D., Natur, 278(1979)34

Downes D. & Solomon P. M., ApJ, 507(1998) 615

Draine B.T. and Roberge W.G., ApJ, 282(1984)491

Dumham T. and Adams W. S., Observatory, 60(1937)99

Dumke M., Nieten Ch., Thuma G., Wielebinski R., Walsh W., A&A, 373(2001) 853

Dunne L., Eales S., Edmunds M., *et al.*, MNRAS, 315(2000) 115

Ebert R. Zeitschrift f¨ur Astrophysik 42(1957) 263

Egan M. P, Shipman R. F, Price S. D, *et al*, ApJ, 494(1998) L199

Ehrenreund P., Charnley S., ARAA 38(2000) 427

Elfhag T., Booth R. S., Hoeglund B., Johansson L. E. B., Sandqvist A., A&AS, 115(1996) 439

Elitzur M., Astronomical maser, (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers) (1992)

Elmegreen B. G, Efremov Y, Pudritz R. E. and Zinnecker H.,Protostars and Planets IV ed V. Mannings *et al* (Tucson: Univ. of Arizona Press) (2000) p. 179

Elmegreen B. G., ApJ, 530 (2000) 277

Elmegreen B. G., In Protostars and Planets III ed E. H. Levy and J. I. Lunine (Tucson: Univ. of Arizona Press) (1993) p. 97

Elmegreen B. G., In The Evolution of the Interstellar Medium, ed. L. Blitz, (ASP Press: San Francisco) (1990) p. 247

Engargiola G, Plambeck R. L, Rosolowsky E, Blitz L., ApJS, 149(2003) 343

English J., Norris R. P., Freeman K. C., & Booth R. C., AJ, 125(2003) 1134

Englmaier P., & Shlosman I., ApJ, 528(2000) 677

Erickerson N., IAUS, 87 (1980) 25

Evans N. J. II, Ann. Rev. A&A, 37 (1999) 311

Evans N. J. II, In Hot Star Workshop III: The Earliest Stages of Massive Star Birth, ed P. A. Crowther (San Francisco: Astron. Soc. Pacific), ASP Conf. Proc. 267(2002) p. 17

Evans N. J. II, Lada E. A., IAUS 147(1991) 293

Evans N. J. II, Shirley Y. L, Mueller K. E. and Knez C., Hot Star Workshop III: The Earliest Stages of Massive Star Birth, ed P. A. Crowther (San Francisco: Astron. Soc. Pacific), ASP Conf. Ser. 267 (2002) p. 17

Evans N. J. II, Lee J.-E., Rawlings J. M. C., Choi M., ApJ, 626 (2005) 919

Ewen H. I. and Purcell E. M., Natur, 168(1951)356

Farrenq R., Guelachvili G., Sauval A.J. *et al.*, JMoSp, 149(1991)375

Faúndez S, Bronfman L, Garay G. *et al.*, A&A, 426(2004) 97

Flower D.R. and Launay J.M., MNRAS, 214(1985)271

Flower D.R., J. Phys. B: Mol. Opt. Phys., 34(2001)1

Fontani F., Beltrán M. T., Brand J., *et al.*, A&A, 432(2005)921

Forbes D. A., Norris R. P., Williger G. M., & Smith R. C., AJ, 107(1994) 984

Frater & Brooks, (1992)Glass I. S. & Moorwood, A. F. M., MNRAS, 214 (1985) 429

Frerking M.A., and Langer W.D., J. Chem. Phys., 74(1981)6990
Fuente A., García-Burillo, S., Gerin M., *et al.*, ApJ, 619(2005) L155
Gao Y. & Solomon P. M., ApJS, 152 (2004a) 63
Gao Y. & Solomon P. M., ApJS, 606 (2004b) 271
Garay G, Faúndez S, Mardones D. *et al.*, ApJ, 610 (2004) 313
Garay G., Rodriguez L.F., Moran J.M. and Churchwell E., ApJ, 418(1993) 368
Garay G.,RMxAC, 1 (1995) 77
Garay G, Ramirez S, Rodriguez L. F., Curiel S., Torrelles J. M., ApJ, 459 (1996) 193
García-Burillo S., Combes F. Eckart A., *et al.*, In Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy, ed. S. Collin, F. Combes, & I. Shlosman, ASP Conf. Ser., 290(2003) 423
García-Burillo S., Combes F. *et al.*, A&A, 407(2003) 485
García-Burillo S., Combes F., Schinnerer F., *et al.*, A&A, 441(2005) 1011
García-Burillo S., Martín-Pintado J., Fuente A., & Neri R., A&A, 355 (2000) 499
García-Burillo S., Martín-Pintado J., Fuente A., *et al.*, ApJ, 575(2000) L55
Garland C. A., Williams J. P., Pisano D. J., *et al.*, ApJ, 624(2005) 714
Gaylard M. J. and MacLeod G. C., MNRAS, 262(1993)43
Gebhardt K., *et al.*, ApJ, 539(2000) L13
Genzel R., and Stuzki J., ARA&A, 27 (1989) 41
Genzel R., Poglitsch A. and Stacey G., Astrophys. Space Sci. Lib., 151(1990)261
Genzel R., Watson D.M., Crawford M.K. and Townes C.H., Astrophys. J., 297(1985)766
Gerin M., Phillips T. G., ApJ, 537(2000) 644
Gezari D. Y., Joyce R. R., Righini G. and Simon M., ApJ, 191(1974)L33
Goldreich P. & Kwan J., ApJ, 189(1974)441
Goldreich P. and Kwan J. ApJ, 191(1974)93
Goldreich P. and Scoville N. Z., ApJ, 205(1976)144
Goldsmith P. F. & Langer W. D., ApJ, 517(1999) 209
Goldsmith P.F., Erickson N. R., Fetterman H.R., Clifton B.J., Peck D.D., Tannenwald P.E., Koepf G.A., Buhl D. and McAvoy N., Astrophys. J. Lett., 243(1981)L79
Gordon M. A. and Walmsley C. M., ApJ, 365(1990)606
Gordon M.A. and Burton W.B., ApJ, 208(1976)346
Gottlieb C. A., Myers P. C., and Thaddeus P., ApJ, 588(2003) 655
Graf U.U., Genzel R., Harris A.J., Hills R.E., Russell A.P.G., and Stutzki J., Astrophys. J. Lett., 358(1990)L49
Gray M. D., Hutawarakorn B. and Cohen R. J., MNRAS, 343(2003)1067

Greaves J. S. and White G. J., A&AS, 91(1991)237
Green S., ApJS, 42(1980)103
Green S., Thaddeus P., ApJ, 191(1974)653
Gregersen E.M. & Evans N. J. II, ApJ, 538(2000) 260
Gregersen E.M. & Evans N.J. II, ApJ, 553(2001) 1042
Gregersen E.M. & Evans N.J. II, Mardones D., & Myers P.C., ApJ, 533(2000) 440
Gregersen E.M., Evans N.J., II, Zhou S., & Choi M., ApJ, 484 (1997) 256
Guilloteau S. and Baudry A., A&A, 97(1981)213
Gundermann E. J., Ph.D. thesis, Harvard University, 1965
Habing H. J., A&ARv, 7(1996)97
Habing H. J., Goss W. M., Mathews H. E. *et al.*, A&A, 35(1974)1
Hafok H., Stutzki J., A&A, 398(2003) 959
Hagiwara Y., Henkel C., Sherwood W. A. *et al.*, A&A, 387(2002)L29
Han F., Mao R. Q., Lu J. *et al.*, A&ASS, 127(1998)181
Harju J., Walmsley C. M., & Wouterloot J. G. A., A&A, 245(1991) 643
Harju J., Walmsley C.M., & Wouterloot J.G.A., A&AS, 98(1993) 51
Haro G. ApJ, 115(1952) 572
Harris A.I., Avery L.W., Schuster K.-F., Tacconi L.J., Genzel R., ApJ, 446 (1996) L85
Harris A.I., Stutzki J., Genzel R., Lugten J.B., Stacey G.J. and Jaffe D.T., Astrophys. J. Lett., 322(1987)L49
Hartmann D. and Burton W. B., Atlas of Galactic Neutral Hydrogen, 1997
Hasegawa T., In CO: Twenty-Five Years of Millimeter-Wave Spectroscopy, ed. W. B. Latter, S. J. E. Radford, P. R. Jewell, J.G. Mangum, & J. Bally (Dordrecht: Kluwer), IAU Symp., 170(1996) 39
Hauschidt H., Gusten, R., Phillips, T. G., *et al.*, A&A, 273(1993) L23
Hayashi C., and Nakano T., Prog. Theor. Phys., 34(1965) 754
Hayashi C., Ann. Rev. A&A, 4(1996) 171
Heathcote S, Reipurth B, Raga A. C., AJ, 116(1998) 1940
Heiles C., In Interstellar Processes, (eds. Hollenbach D. J. *et al.*), Dordrecht: Reidel, 1987,p.171
Helfer T. T., Blitz L., ApJ, 478(1997) 233
Helfer T. T., Thromley M. D., Regan M. W., *et al.*, ApJS, 145(2003) 259
Helmich F.P., van Dishoeck E.F., ApJS, 124(1997) 205
Helou G., Soifer B. T., Rowan-Robinson M., ApJ, 298(1985) L7
Henkel C. and Braatz J. A., AcASn, 44(2003)S55

Henkel C., Güsten R. and Baan W. A., A&A, 185(1987)14
Henkel C., Jethava N., Kraus A., *et al.*, A&A, 440(2005) 893
Henkel C., Wiklind T., Space Science Reviews, 81(1997) 1
Henning Th., Launhardt R., A&A, 338(1998) 223
Herbig G.H., ApJ, 113(1951) 697
Herbst E., & Klemperer W., ApJ, 305(1973) 505
Herbst E., & Leung C. M., MNRAS, 222 (1986)689
Herbst E., Defrees & McLean, ApJ, 321(1987)898
Herrnstein J. R., Moran J. M., Greenhill L. J. *et al.*, Natur, 400(1999)539
Herrnsteiu R. M., Ho P. T. P., ApJ, 620(2005) 287
Heyer M.H., Brunt C., Snell R.L., Howe J.E., and Schloerb P., ApJS, 115(1998) 241
Higgs L. A., In New Perspectives on the Interstellar Medium, eds. Taylor A. R. *et al.*, ASP Conference Series, 168(1999)15
Highberger J.L., Apponi A.J., Bieging J.H., Ziurys L.M. & Mangum J.G., ApJ, 544(2000) 881
Ho P. T. P., & Young L. M., ApJ, 472 (1996) 742
Ho P. T. P., Martin R. N. and Barrett, A. H., ApJ, 246(1981)761
Ho P.T.P., Townes C., ARA&A, 22(1983) 239
Hofner P., Churchwell E., A&AS 120(1996) 283
Hogerheijde M.R., Jansen D. J., and van Dishoeck E. F., Astron. Astrophys., 294(1995)792
Hogerheijde M.R., Sandell G., ApJ, 534(2000) 880
Hogerheijde M.R., van Dishoeck E.F., Blake G. A., van Langevelde H.J., ApJ, 489(1997) 293
Hogerheijde M.R., van Dishoeck E.F., Blake G.A., van Langevelde H.J., ApJ, 502(1998) 315
Hollenbach D. J., Takahashi T., Tielens A. G. G. M., ApJ, 377(1991) 192
Houck J. R., Shure M. A., Gull G. E. & Herter T., ApJ, 287(1984) L11
Huntress W.T., Jr & Anicichi V. G., ApJ, 208(1976)237
Hüttemeister S., In The Neutral ISM in Starburst Galaxies, Eds. S. Aalto, *et al.*, ASP Conf. Ser., 320(2004) 117
Hüttemeister S., Wilson T.L., Mauersberger R., Lemme C., Dahmen G., Henkel C., A&A, 294(1995) 667
Ikeda M., Oka T., Tatematsu K. *et al.*, ApJS, 139(2002) 467
Israel F. P. & Baas F., A&A, 404(2003) 495
Israel F. P., Baas F., A&A, 383(2002) 82
Israel F. P., Tilanus R. P. J., Baas F., A&A, 339(1998) 398
Izaak K., Riddey R. S., McMahon R. G., Omont A., Peroux C., *et al.*, MNRAS, 329 (2002) 149

Jackson, W. M., Halpern, J. B., Feldman, P. D. & Rahe, J. A&A, 107(1982) 385
Jaffe D. T., Becklin E. E. and Hildebrand R. H., ApJ, 279(1984)L51
Jeans J. H. Phil. Trans. R. Soc. 199(1902) 49
Jeans J. H., Astronomy and Cosmogony (Cambridge: Cambridge Univ. Press, reprinted by Dover, New York, 1961) (1928) 340
Jewell P. R., Hollis J. M., Lovas F. *et al.*, ApJS, 70(1989)833
Jewell P. R., Snyder L. E., Walmsley C. M. *et al.*, A&A, 242(1991)211
Jewell P.R., Hollis J.M., Lovas F.J. and Snyder L.E., Astrophys. J. Suppl., 70(1989)833
Jiang Z., Tamura M., Fukagawa M., *et al.*, Nature, 437 (2005) 112
Jijina J. and Adams F. C., ApJ, 462(1996) 874
Johansson, L.E.B., Andersson, C., Ellder, J., *et al.*, A&A, 130 (1984) 227
Juvela M., A&AS 118(1996) 191
Kaifu N., Buhl D. and Snyder L. E. ApJ, 195(1975)359
Kameya O., Hasegawa T. I., Hirano N., Tosa M., Taniguchi Y., Takakubo K. and Seki, M., PASJ, 38(1986)793
Kardashev N.S.，Soviet Astr.，3(1959)813
Keene J. *et al.*, ApJ, 274 (1983) L43
Keene J., Black G. A., Phillips T. G., Huggins, P. J. and Beichman, C.A., ApJ, 299(1985)967
Keene J., Lis D. C., Phillips T. G., Schilke P., in Molecules in Astrophysics: Probes and Processes, ed. E. van Dishoeck (Cambridge: Cambridge Univ. Press), IAU Symp. 178(1997) p. 129
Kellermann Lira, P., Ward, M., Zezas, A., *et al.*, MNRAS, 330(2002) 259
Kennicutt R. C. J. ApJ, 344(1989) 685
Kennicutt R. C. J., ApJ, 272(1983) 54
Kessler M. F., Steinz J.A., Anderegg M.E., *et al.*, A&A, 315(1996) L27
Keto E. H., Ho P. T. P., & Haschick A. D., ApJ, 324(1988) 920
Keto E., ApJ, 580(2002) 980
Keto E., ApJ, 599(2003) 1196
Kim H.G., Minh Y.C., Minn Y.K., ApJS, 131(2000) 483
Kim H.R., Chung H.S., Cho S.H., *et al.*, In Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary Systems, eds. J.S. Kim *et al.*, IAU Symp. 197(1999) p. 141
Koehler J. S. and Dennison D. M., Phys. Rev., 57(1940)1006
Коноваленко А. А., Письма в АЖ, м. 10, No.11(1984)846
Kohno K., in The Evolution of Starbursts: The 331st Wilhelm and Else Heraeus Seminar,

ASP Conf. Proc., 783(2005) p. 203

Kohno K., Matsushita S., Vila-Vilaro, B., *et al*. In The Central Kiloparsec of Starbursts and AGN: The La Palma Connection, ASP Conf. Proc, 249(2001) p. 672

Konigl A, Pudritz R. E, in Protostars and Planets IV ed V. Mannings *et al* (Tucson:Univ. of Arizona Press) (2000) 759

Kormendy J., & Richstone D., ARA&A, 33(1995) 581

Kotilainen J. K., Moorwood A. F. M., Ward M. J., & Forbes D. A., A&A, 305(1996) 107

Kramer C., Alves J., Lada C., *et al*., A&A, 342(1999) 257

Krumholz M. R., McKee C. F., & Klein R. I., ApJ, 618(2005a) L33

Krumholz M. R., McKee C. F., & Klein R. I., Nature, 438(2005b) 332

Kurtadikar Mukuud L. and Mehrotra Suresh C, Ap&SS., 197(1992)3

Kurtz S. E.,Rev Mex AA 9(2000) 169

Kurtz S. E.,Rev MexAA 12 (2002) 16

Kurtz S., in Protostars and Planets IV, ed. V. Mannings, A.P. Boss & S. S. Russell (Tucson: University of Arizona Press)(2000) 299

Kwan J. and Hill F., ApJ, 215 (1977)781

Kwan J. and Thuan T. X. ApJ, 194(1974)293

Kwan K. and Scoville N. ApJ, 210(1976)L39

Lada C. J., In Star Forming Regions, IAU symposium 115, eds M. Peimbert & J. Jugaku (Doedrecht: Reidel) (1987) p. 1

Lada C. J., In The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, eds C. J. Lada, N. D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer) (1991) p. 329

Lada C. J.,Progress of Theoretical Physics Supplement 158(2005) , p. 1

Lada E. A., ApJ, 393(1992) L25

Lada E. A., Bally J., & Stark A. A., ApJ, 368(1991) 432

Lada E. A., Evans N. J. II, Falgarone E., ApJ, 488 (1997) 286

Lada C. J., Wilking B. A., ApJ, 287(1984) 610

Lang K. R., Astrophysical Formulae(3rd), Springer, 1999

Lang K. R., 杨建译. 天体物理公式 (中译本)上海:上海科技出版社, 1983

Langer S. H. and Watson W. D., ApJ, 284(1984)751

Larionov G. M., Val'tts I. E., Winnberg A., Johansson L. E. B., Booth R. S., Golubev V. V., A&AS 139(1999) 257

Larson R. B., Galactic Star Formation Across the Stellar Mass Spectrum (ASP Conf. Ser. 287) ed J. M. De Buizer and N. S. van der Bliek (San Francisco: Astron. Soc. Pacific) (2003) p. 65

Larson R. B., MNRAS, 194(1981) 809

Larson R. B., MNRAS, 206(1984) 197

Larson R. B., MNRAS, 214(1985) 379

Larson R. B., MNRAS, 272 (1995) 213

Larson R. B., MNRAS, 84 (1978) 69

Larson R. B., Star Formation in Stellar Systems ed G. Tenorio-Tagle *et al* (Cambridge: Cambridge Univ. Press) (1992) p. 125

Larsson, B., Liseau, R., Bergman, P., *et al.*, A&A, 402 (2003) L69

Launhardt R., Evans, N. J. II, Wang, Y., *et al.*, ApJS, 119(1998) 59

Le Bourlot J., Pineau des Forets G., Roueff E., ApJ, 416(1993) L87

Lee C. W. and Cho S. H., JKAS, 35(2002)187

Lee C. W., Cho S. H., Lee S. M. *et al.*, ApJ, 551(2001)333

Lee C. W., Myers P. C., Plume R., ApJS, 153(2004) 523

Lee C. W., Myers P. C., and Taffala M., ApJ, 526(1999)788

Lee C. W., Myers P. C., Tafalla M., ApJS, 136 (2001) 703

Lees R. M., Lovas F. J., Kirchhoff W. H. and Johnson D. R., J. Phys. Chem. Ref. Date, 2(1973)205

Leisawitz D, Bash F. N. and Thaddeus P., ApJS, 70 (1989) 731

Lemme C., Wilson T. L., Tieftunk A. R., Henkel C., A&A,312(1996)585

Lep. S., Dalgarno A., A&A, 306(1996) L21

Lequeux, J., The interstellar medium, Berlin: Springer, 2005

Lewis B. M., AJ, 99(1990)710

Lewis B. M., ApJ, 338(1989)234

Li W., Evans, N. J. II, and Lada, E. A., ApJ, 488(1997) 277

Li Z.-Y. and Shu F. H., ApJ, 472 (1996) 211

Linke A.R., Goldsmith P.F., ApJ, 235(1980) 437

Lintott C. J., Viti S., Rawlings J. M. C., *et al.*, ApJ, 620 (2005) 795

Lis D. C., *et al.*, Earth Moon Planets, 78(1999) 13

Lis D. C., Goldsmith P. F., Carlstrom J. E. and Scoville, N. Z., ApJ, 402(1993)238

Lis D.C., Roueff E., Gerin M., *et al.*, ApJ, 571 (2002) L55

Liseau, R., Larsson, Brandeker, A., *et al.*, A&A, 402(2003) L73

Liszt H.S. & Lucas R., A&A, 305(1996) 917

Liszt H.S., ApJ, 442(1995) 163

Liszt H.S., Linke R.A., ApJ, 196(1975) 709

Litvak M. M., McWhorter A. L., Meeks M. L. and Zeiger H. J., PhRvL, 17(1966) 821

Lo K. Y., Berger G. L., Claussen M. J., *et al.*, ApJ, 282(1984) L59
Lovas F. J., J. Phys. Chem. Ref. Data, 33(1)(2004)177. Also available:
http://physics.nist.gov/restfreq
Lovas, F.J., J. Phys. Chem. Ref. Data, 21(1992) 181 Also available:
http://physics.nist.gov/PhysRefData/micro/html/contents.html
Lucas R. & Liszt H.S., A&A, 305(1996) 273
Lucas R., A&A, 36(1974) 465
Ma H.-J., Pei C.-C, Zeng Q. *et al.*,SciCh(G) 48(2005) 168
Macdonald G.H., Gibb A.G., Habing R.J., Millar T.J., A&AS 119(1996) 333
Madones D., Myers P.C., Tafalla M., Wilner D., Bachiller R., Garay G., ApJ, 489(1997) 719
Magnani L. & Onello J. S., ApJ, 443(1995) 169
毛瑞青. 博士学位论文. 中国科学院紫金山天文台，1999
Mao R. Q., Henkel C., Mauersberger R., *et al.*, A&A, 358, 433
Mao R. Q., Pei C.C. and Zeng Q. SciCh(G), 46(2003)137
Mao R. Q., Yang J., Henkel C., Jiang Z. B., A&A, 389(2002) 589
Mao R.Q., Zeng Q., Chen Y.F., Pei C.C. and Miao Y., ChA&A, 24(1999)185
毛瑞青，曾琴，陈亚峰，裴春传，缪源. 天文学报, 40(1999)376
Mardones D, Myers P. C, Tafalla M. *et al.*, ApJ, 489 (1997) 719
Marquette *et al.*, A&A, 147 (1985)115
Martin R. N. & Ho P. T. P., A&A, 74(1979) L7
Martin R. N. & Ho P. T. P., ApJ, 272(1983) 484
Martín S., Martín-Pintado J., Mauersberger R., *et al.*, ApJ, 620(2005) 210
Martín S., Mauersberger R., Martín-Pintado J., *et al.*, ApJS, 163(2006)450
Martín S., Mauersberger R., Martín-Pintado J., *et al.*, A&A, 411(2003) L465
Martin-Pintado J., Bachiller R., Thum C. and Walmsley C. M., A&A, 215(1989)L13
Martín-Pintado J., de Vicente P., Rodríguez-Fernández N. J., *et al.* A&A, 356(2000) L5
Matsakis D. N., Cheung A. C., Wright M. C. *et al.*, ApJ, 236(1980)481
Matsushita S., Sakamoto K., Kuo C.-Y., *et al.*, ApJ, 616(2004) L55
Mauersberger R., Henkel C., Walsh, W., Schulz A., A&A, 341(1999) 256
Mauersberger R., Henkel C., Weiss A., Peck A.B., Hagawara Y., A&A, 403(2003) 561
Mauersberger R., Wilson T.L., Henkel C., A&A, 160(1986) L13
McCarthy M. C, Travers M. J, Chen W. *et al.*, ApJ, 498(1998) L89
McKee C. F, Zweibel E. G, Goodman A. A and Heiles C., in Protostars and Planets III ed E. H. Levy, J. I. Lunine (Tucson: Univ. of Arizona Press)(1993) p. 327

McKee C. F. and Tan J. C. Nature, 416(2002) 59
McKee C. F., & Tan J. C., ApJ, 585(2003) 850
McKee C. F.,The Origin of Stars and Planetary Systems ed C. J. Lada and N. D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer) (1999) p. 29
Meier D. S., Turner J. L., AJ, 127(2004) 2069
Meier D. S., Turner J. L., ApJ, 618(2005) 259
Meier D. S., Turner J. L., Crosthwaite L. P., & Beck S. C., AJ, 121 (2001) 740
Meixner M., Tielens A. G. G. M., ApJ, 405(1993) 216
Menten K. M. Doctorial Thesis, Bonn University, 1987
Menten K. M., ApJ, 380(1991)L75
Menten K. M., In Atoms, Ions, and Molecules: New Results in Spectral Line Astrophysics, (eds. Haschick A. D. and Ho P. T. P.), A.S.P. Conf. Ser. 16(1991)119
Mezger P. G., in *Birth and Infancy of Star* (Amsterdam, North-Holland), 1985, p. 31
Mezger P.G. and Henderson A. P., ApJ, 147(1966)471
Miao Y., Mehninger D. M., Kuan Y. J. *et al.* ApJ, 445(1995)L59
缪妍缇, 曾琴. Snyder L. E., SgrB2 中处于振动激发态的 CH_3CN 分子，天文学报, 39 (1998)35
Miao Y., Zeng Q., Snyder L.E. ChA&A, 22(1998)315
Milam S. N., Savage C., Ziurys L. M., Wyckoff S. ApJ, 615 (2004) 1054
Millar T. J., A&A, 121(1997) 139
Millar T. J., Leung C. M. & Herbst E., A&A, 183(1987) 109
Mizuno A., Onishi T., Hayashi M., *et al.*, Nature, 368(1994) 719
Mohan Niruj R., Anantharamaiah K. R. & Goss W. M., ApJ, 557 (2001) 659
Mohan Niruj R., Anantharamaiah K. R. & Goss W. M., ApJ, 574(2002) 701
Mohan Niruj R., Goss W. M. & Anantharamaiah K. R., A&A, 432(2005) 1
Monteiro T., MNRAS, 211(1984)257
Moorwood A. F. M., & Oliva E., ApJ, 429(1994) 602
Moran J. M. in Frontiers of Astrophysics,(ed. Avrett E. H.), Harvard University Press, 1976, p.385
Moran J. M., Bull J. A., Predmore C. R., Lane A. P., Huguenin G. R., Reid M. J. and Hansen S. S., ApJ, 231(1979)L67
Moran J. M., Ph. D. thesis, Mass. Inst. Technol., Cambridge, Mass., 1968
Moriarty-Schieven G.H., Andersson B.-G., & Wannier P.G., ApJ, 475(1997) 642
Moriarty-Schieven G.H., Wannier P.G., Mangum J.G., *et al.*, ApJ., 455(1995) 190
Morimoto M., Ohishi M. and Kanzawa T., NRO Report, 94(1985)57

Morimoto M., Ohishi M., Kanzawa T., ApJ, 288(1985)L11

Morita K. I., Hasegawa T., Ukita N., Okumura S. K. and Ishiguro M., PASJ, 44(1992) 373

Motte F, André P. and Neri R., A&A, 336(1998) , 150

Motte F., André P., & Neri R., A&A, 336(1998) 150

Mouschovias T. Ch and Ciolek G. E., In The Origin of Stars and Planetary Systems ed C. J. Lada and N. D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer) (1999) p. 305

Mouschovias T. Ch, ApJ, 211(1977) , 147

Mouschovias T. Ch., In The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution ed C. J. Lada and N. D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer) (1991) p. 61

Müller H.S.P., Schlöder, F., Stutzki, J. and Winnewisser, G., J. Mol. Struct., 742(2005) 215

Müller H.S.P., Thorwirth S., Roth D. A. and Winnewisser, G., A&A, 370(2001) L49

Myers P. C, Dame T. M, Thaddeus P. *et al.*, ApJ, 301 (1986) 398

Myers P. C, Evans N. J. and Ohashi N.,Protostars and Planets IV ed V. Mannings *et al.* (Tucson: Univ. of Arizona Press) (2000) p. 217

Myers P. C, Mardones D, Tafalla M, Williams J. P, Wilner D. J., ApJ, 465(1996) L133

Myers P. C., , ApJ, 270(1983) , 105

Myers P. C., and Goodman A. AApJ, 329 (1988) 392

Myers P. C., and Lazarian A. ApJ, 507 (1998) L157

Myers P. C., Bachiller R., Caselli P. *et al.* ApJ, 449(1996) L65

Myers P. C., Linke R. A. and Berson P J., ApJ, 264(1983)517

Myers P. C., Molecular Clouds and Star Formation ed Yuan C. and You J-H (Singapore: World Scientific) (1995) 47

Myers P. C., Protostars and Planets II ed D. C. Black and M. S. Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press) (1985) p. 81

Myers P. C., The Origin of Stars and Planetary Systems ed C. J. Lada and N. D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer) (1999) p. 67

Myers P.C., & Benson P.J., ApJ, 266(1983) 309

Nakajima Y., Hanawa T., ApJ, 467(1996) 321

Nakano T., ApJ, 494(1998) 587

Narayanan G., *et al.*, IAU Circ., 6591 (1997) 1

Narita S, Hayashi C., and Miyama S. M.,Prog. Theor. Phys. 72 (1984) 1118

Neff S. G., Ulvestad J. S. & Campion S. D., ApJ, 599, (2003) 1043

Nishiyama K.& Nakai N., PASJ, 53(2001a) 713

Nishiyama K., Nakai N., Kuno N., PASJ, 53(2001b) 757

Norris R. P. & Forbes D. A., ApJ, 446(1995) 594

Norris R. P., Baan W. A., Haschick A. D. *et al.*, MNRAS, 213(1987)821

Nummelin A., Bergman P., Hjalmarson A., *et al.*, ApJS, 117(1998) 427

Nummelin A., Bergman P., Hjalmarson A., *et al.*, ApJS, 128 (2000) 213

Oesterling L.C., Albert S., de Lucia F.C., Sastry K.V.L.N., Herbst E., ApJ, 521(1999) 255

Ohashi N. Hayashi M., Kawabe R., Ishiguro M., ApJ, 466 (1996) 317

Ohashi N., Kawabe R., Hayashi M., Ishiguro M., AJ, 102 (1991) 2054

Ohishi M., & Kaifu N., In Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary Systems, eds. J.S. Kim *et al.*, IAU Symp. 197(1999) p. 143

Ohishi M., In Molecules in Astrophysics: Probes and Processes, ed. E. F. van Dishoeck, IAU Symp. 178(1996) p. 61

Ohishi M., Kaifu N. Suzuki H., Morimoto M., Ap&SS, 118(1986) 405

Ohishi, M., Kaifu, N., Faraday Discussion 109(1998) 205

Ojha R. *et al.*, ApJ, 548(2001) 253

Oka T. *et al.*, ApJ, 558(2001) 176

Oliver R.J., Masheder M.R.W. & Thaddeus P., A&A, 315(1996) 578

Olofsson H., 1997, In Molecules in Astrophysics: Probes & Processes, (ed. Ewine F. Van Dishoeck), Kluwer Academic Publishers, IAUS, 178(1997)457

Omont A., Petitjean P., Guilloteau S., McMahon R. G., Solomon PM, P´econtal E., Nature 38(1996b)2, 428

Onishi T., Mizuno A., Kawamura A., Tachihara K., & Fukui Y., ApJ, 575(2002) 950

Ostriker E. C, Stone J. M, Gammie C. F., ApJ, 546(2001) 980

Palla F., Stahler S.W., ApJ, 467(1993) 728

Palmer P., Wootten A., Butler B., *et al.*, BAAS, 28(1996) 927

Pankonin V., Churchwell E., Watson C. and Bieging J. H., ApJ, 558(2001)194

Papadopoulos P. P., Thi W-F, Viti S., MNRAS, 351(2004) 147

Park Y. S. & Hong S. S., ApJ, 494(1998)605

Pascarelle S. M. and Ziurys L. M., A&AS, 181(1992)1607

Peck A. B., Falcke H., Henkel C. *et al.*, In The Central Kiloparsec of Starbursts and AGN , (eds. Knapen *et al.*), San Francisco, ASP Conf. Proc.,249(2001)321

Pedlar A., Wills K.A., Cole G.H.J., Muxlow T.W.B., Mundel C.G. and Gallimore, J.F., In Highly Redshifted Radio Lines, (eds. Carilli C. L. *et al.*), A.S.P. Conf. Ser., Vol.156, 1999, p.252

Pei C., Liu, S. and Snyder L. E., ApJ, 530(2000)800

Pei C., Mao R. and Zeng Q., Science in China (Series A), 44(2001)

裴春传，毛瑞青，曾琴. W51A 的谱线与连续谱研究-CO，NH_3 谱线与 3mm 连续谱，

中国科学(A 辑). 31(2001)667 = Pei C.C., Mao R.Q. and Zeng Q., Sci. in China (Series A), 44(2001)1209
Pei C.C., Ma H.J., Zeng Q. and Li B., Science in China G, 48(2005)158
Pei C. C., Zeng Q. and Gou Q. Q., A&AS, 76(1988)35
Pei C.-C., Zeng Q., Ma H.-J *et al.*,SciCh(G) 48 (2005) 158
裴春传，曾琴.星际 A 型 CH_3CN-H_2 含超精细能级的碰撞跃迁速率系数的理论计算，天文学报（AcASn）. 36(1995a)7
裴春传，曾琴. 星际 E 型 CH_3CN-H_2 的碰撞跃迁速率系数的理论计算，天文学报（AcASn）. 36(1995b)213
裴春传，曾琴. 星际 E 型 CH_3CN-H_2 含超精细能级的碰撞跃迁速率系数的理论计算，原子与分子物理学报，12(1995a)27
Penzias A. A., Solomon P. M., Wilson R. W., and Jefferts K. B., ApJ, 168(1971) L53
Perkins F., Gold T. and Salpeter E. E., ApJ, 145(1966)361
Pestalozzi M. R., Elitzur M, Conway J. E., Booth R. S., ApJ, 603(2004) L113
Petal N. A., Curiel S., Sridharan T. K. *et al.*, Nature, 437(2005) 109
Pety J., Beelen A., Cox P., Downes D., Omont A., *et al.*, A&A, 428(2004) L21
Phillips T. G., Huggins P. J., ApJ, 251(1981) 533
Phillips T.G., and Huggins P.J., Astrophys. J., 211(1977)798
Phillips T.G., Kwan J. and Huggins P.J., In *Interstellar Molecules*, ed. by B.H. Andrew, 1980, p.21
Phookun B., Anantharamaiah K. R., & Goss W. M., MNRAS, 295(1998) 156
Pickett H.M., Poynter R.L., Cohen E.A., *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 60 (1998) 883, http://spec.jpl.nasa.gov/
Plume R., Jaffe D. T., Evans N. J. II, *et al.*, ApJ, 476 (1997) 730
Plume R., Jaffe D. T., Evans N.J. II, ApJS, 78(1992) 505
Polk K. S., Knap. G. R., Stark A. A., & Wilson R. W., ApJ, 332(1988) 432
Prestwich, A. H., Joseph, R. D., & Wright, G. S., ApJ, 422(1994) 73
Puxley P.J., Brand P.W.J.L., Moore T.J.T., Mountain C.M., Nakai N., ApJ, 345 (1989) 163
Puxley P.J., Brand P.W.J.L., Moore T.J.T., Mountain C.M., Nakai N., MNRAS, 248 (1991) 585
Puxley P.J., Mountain C.M., Brand P.W.J.L., Moore T.J.T., Nakai N., ApJ, 485(1997) 143
Radford S. J. E., Downes D., & Solomon P. M., ApJ, 368(1991) L15
Randell J., Field D., Jones K. N. *et al.*, A&A, 300(1995)659
Rawlings J. M. C., Hartquist T. W., Menten K. M., Williams D. A., MNRAS, 255(1992) 471
Rawlings J.M.C., Redman M.P., Keto E., Williams D.A., MNRAS, 351(2004) 1054
Rawlings J.M.C., Taylor S.D., Williams D.A., MNRAS, 313(2000) 461

Redman M. P., Rawlings J. M. C., Nutter D. J., Ward-Thompson, D., & Williams, D. A., MNRAS, 337(2002) L17
Regan M. W., Thrornley M. D., Helfer T. T., *et al.*, ApJ, 561(2001) 218
Reid M. J. and Moran J. M., ARA&A, 19(1981)231
Reid M. J., Muhleman D. O., Moran J. M. *et al.*, ApJ, 214(1977)60
Reipurth Bo, Graham J. A., A&A, 202 (1988) 219
Richards P. J., Little L. T., Heaton B. D., Toriseva M., MNRAS, 246 (1987) 249
Richer J. S., Shepherd D. S., Cabrit S., Bachiller R., and Churchwell E. Protostars and Planets IV, (2000) p. 867
Rickard *et al.* ApJ, 199 (1975) L75
Rickard L. J., Turner B. E., Palmer P., *et al.*, ApJ, 214(1977) 390
Rigopoulou D., Lutz D., Genzel R., *et al.*, A&A, 315 (1996) L125
Roberge W. G, Whittet D. C. B., eds Polarimetry of the Intestel'ar Medium (San Francisco: ASP Conference Series, v. 97) (1996) p. 515
Rodriguez-Kuiper E.N., Kuiper T.B.H., & Zuckerman B., ApJ, 219(1978) L49
Rodríguez-Rico C.A., Goss W. M., Viallefond F., Zhao J.-H, Gómez Y., Anantharamaiah K. R., ApJ, 633(2005) 198
Rodríguez-Rico C.A., Viallefond F., Zhao J.-H, Goss W. M., Anantharamaiah K. R., ApJ, 616 (2004) 783
Roelfsema P.R.,Ph.D.thesis,Univelsity Groningen,1987
Rohlfs K. and Wilson T. L., Tools of Radio Astronomy, 3rd Edition, Springer, 2000
Ronald L. S., Robert B. L.and Richard L. P., ApJ, 239(1980)L17
Roser H.P., Schmid-Burgk J., Schwaab G. and Titz R.U., in Proc. 14th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, 1989, p.374
Rosolowsky E, Engargiola G, Plambeck R. L, Blitz L., ApJ, 599 (2003) 258
Rothman L. S., Barbe A., Chris Benner D., *et al.*, J. Quant. Spec. Rad. Transfer, 82(2003) 5
Roueff E., Lis D.C., van der Tak F.F.S., Gerin M. & Goldsmith P.F., A&A, 438 (2005)585
Roueff E., Tine S., Coudert L.H., *et al.*, A&A, 354(2000) L63
Rowan-Robinson M. & Crawford J., MNRAS, 238 (1989) 523
Rowland P. R. and Cohen R. J., MNRAS, 220(1986)233
Rownd B., & Young J. S., AJ, 118(1999) 670
Roy A.L., Goss W.M., Mohan N. R., Anantharamaiah K. R., A&A, 435(2005a) 831
Roy A.L., Goss W.M., Mohan N. R., *et al.*, AIPC, 783(2005b) 303
Rudolph A., Welch W. J., Palmer P. *et al.*, ApJ, 363(1990) 528
Rybiki G.B., Hummer D.G., A&A, 245(1991) 171

Rydbeck O.E.H., Sume A., Hjalmarson A., *et al.*, ApJ, 215(1977) L35
Sage L., A&A, 272(1993a) 123
Sage L., A&AS, 100(1993b) 537
Sakamoto K. Scoville N. Z., Yun M. S. *et al.*, ApJ, 514(1999c) 68
Sakamoto K., Okumura S.K., Ishizuki S., Scoville N.Z., ApJ, 525(1999b) 691
Sakamoto K., Okumura S.K., Ishizuki S., Scoville N.Z., ApJS, 124(1999a) 403
Sako S., Yamashita T., Kataza H. *et al.*,Nature 434(2005) 995
Saleck A. H., Simon R., and Winnewisser G., ApJ, 436(1994)176
Salem M. and Brocklehurst M., ApJSS, 39(1979)633
Salpeter E. E., ApJ, 121 (1955) 161
Sandell G., Wright M., Forster, J. R., ApJ, 590 (2003) L45
Sanders D. B., Scoville N. Z., Solomon F. M., ApJ, 289(1985) 373
Sanders D. B., Solomon P.M., & Scoville N., ApJ, 276(1984) 182
Sargent A. I., Sanders D. B., Phillips T. G., ApJ, 346(1989) L9
Sato S., and Ozeki H., ApJ, 535(2000) 227
Sawada K, Matsuda T, Inoue M. and Hachisu I., MNRAS, 224(1987) 307
Schilke P, Groesbeck T. D, Blake G. A, Phillips T. G., ApJS, 108 (1997) 301
Schilke P., Benford D.J., Hunter T. R., Lis D. C. and Phillips T. G., ApJS, 132(2001)281
Schilke P., Benford D.J., Hunter T.R., Lis, D.C., Phillips, T.G., ApJS, 132 (2001) 281
Schilke P., Groesbeck T. D., Blake G. A. and Phillips T. G., ApJS, 108(1997)301
Schilke P., Walmsly C.M., Mauersberger R., A&A, 247(1992)516
Schinnerer E., Eckart A., Tacconi L. J., Genzel, R., Downes, D., ApJ, 533(2000) 850
Schmid-Burgk, J., Muders, D., Müller H. S. P., Brupbacher-Gatehouse, B., A&A, 419(2004) 949
Schöier F. L. and Olofsson H., A&A, 368(2001)969
Schöier F.L., van der Tak F. F. S., van Dishoeck E. F., Blake J. H., A&A, 432(2005) 369
Schreyer K., Henning T., Kömpe, and Harjunpää P., 306 (1996) 267
Schultz G.V., Durwen E.J., Roser H.P., Sherwood W.A., and Wattenbach R., ApJ, 291(1985)L59
Schutte A. J., van der Walt D. J., Gaylard M. J. *et al.*, MNRAS, 261(1993)783
Schwartz R.D., ApJ, 195(1975) 631
Schwarz U. J., Troland T. H., Albinson J. S., Bregman J. D., Goss W. M. and Heiles C., ApJ, 301(1986)320
Schweizer F., Science, 231(1986) 227
Scoville N. Z., Solomon P. M. and Penzias, ApJ.,201(1975)352
Scoville N. Z., Young J. S., ApJ, 265(1983) 148

Seaquist E. R., & Bell, M. B., A&A, 60(1977) L1

Seaquist E. R., Carlstrom J. E., Bryant P. M. & Bell M. B., ApJ, 465(1996) 691

Seaquist E. R., Kerton C. R. & Bell M. B., A&A, 429(1994) 612

Serabyn E. and Weisstein E. W., ApJ, 451(1995)238

Shah R.H. and Wootten A., ApJ, 554(2001) 933

Shaver P. A., A&A, 68(1978) 97

Shaver P. A., Churchwell E., & Rots A. H., A&A, 55(1977) 435

Shepherd D., In Galactic Star Formation Across the Stellar Mass Spectrum, ASP Conf. Ser. 287 (2003) , p. 333

Shepherd D.S., Claussen M.J., & Kurtz S.E. Science, 292(2001) 1513

Shepherd D.S., Yu K. C., Bally J., and Testi L. ApJ, 535(2000) 833

Shirley Y.L., Evans, N.J. II, Young K.E., Knez, C., and Jaffe, D. T., ApJS, 149 (2003) 375

Shlosman I., Frank J., & Begelman M. C., Nature, 338(1989) 45

Shu F. H., Adams F., C. & Lizano S., ARA&A, 25 (1987) 23

Shu F. H., ApJ, 214(1977) 488

Slysh V. I., Val'tts I. E., Kalenskii S. V. *et al.*, A&ASS, 134(1999)115

Snyder L. E. and Buhl D., ApJ, 189(1974)L31

Sobolev A. M., Cragg D. M. and Godfrey P. D., A&A, 324(1997)211

Sobolev V.V, SvA, 1(1957) 678

Sodroski T. J., Odegard N., Dwek E., *et al.*, ApJ, 452(1995) 262

Sofue Y., Koda J., Nakanishi H., *et al.*, PASJ, 55(2003) 17

Sollins P. K., Zhang Q., Ho P. T. P., ApJ, 606(2004) 943

Sollins P. K., Zhang Q., Keto E., Ho P. T. P., ApJ, 624(2005a) L49

Sollins P. K., Zhang Q., Keto E., Ho P.T.P., ApJ, 631(2005b) 399

Solomon P. M., & de Zafra R., ApJ, **199**(1975) L79

Solomon P. M., & vanden Bout P. A., ARA&A, 43(2005) 677

Solomon P. M., Barrett J. W., In: Dynamics of galaxies and their molecular clouds distributions, IAU-Symp. 146, eds. F. Combes, F. Casoli, Kluwer, (1991) p235

Solomon P. M., Downes D., Radford S. J. E., & Barrett J. .W., ApJ, 478 (1997) 144

Solomon P. M., Sage L., ApJ, 334(1988) 613

Solomon P., Vanden Bout P., Carilli C. L., Guelin M., Nature, 426(2003) 636

Solomon P. M., Downes D., Radford S. J. E.., ApJ, 398(1992a) L29

Solomon P. M., Downes D., Radford S. J. E., Nature, 356(1992b) 318

Spitzer L., Physical Processes in the Interstellar Medium (New York: Wiley-Interscience), 1978

Spitzer L. Nebulae and Interstellar Matter ed B. M. Middlehurst and L. H. Aller (Chicago: Univ. of Chicago Press) (1968) p. 1

Spoka R. J., Olofsson H., Johansson L. E. B., *et al.*, A&A, 210(1989)78

Sridharan T.K., Beuther H., Schilke P. & Menten K.M., ApJ, 566(2002) 931

Stacey G.J., Kurtz N.T., Smyers S.D., *et al.*, ApJ, 257(1982)L37

Sternberg A., Genzel R., Tacconi L., ApJ, 436(1994) L131

Storey J.W.V., Watson D.M., Townes C.H., Haller E.E. and Hansen W.L., Astrophys. J., 247(1981)136

Strom K. M., Strom S. E., Merrill K. M., ApJ, 412(1993) 233

Strong A. W., *et al.*, A&A, 207(1988) 1

Sturm E., Lutz D., Genzel R. *et al.*, A&A, 315(1996)L133

Stutzki J. *et al.*, ApJ, 477(1997) L33

Sutton C., Blеke G., Masson C. and Phillips T. G., ApJS, 58(1985)341

Sutton E. C., Jaminet P. A., Danchi W. C., & Blake G. A., ApJS, 77(1991) 255

Sutton E. C., Peng R., Danchi W. C. *et al.*, ApJS, 97(1995)455

Szymczak M. and Kus A. J., A&A, 360(2000a)311

Szymczak M. and Kus A. J., A&ASS, 147(2000b)181

Szymczak M., Hrynek G. and Kus A. J., A&ASS, 143(2000)269

Szymczak M., MNRAS, 243(1990)375

Tacconi L. J., Genzel R., Blietz M., Cameron M., Harris A. I., Madden S., ApJ, 426(1994) L77

Tafalla M., Mardones, D., Myers P. C., *et al.*, ApJ, 504(1998) 900

Tafalla M., Myers P. C., Caselli P., Walmsley C. M., & Comito C., ApJ, 569 (2002) 815

Tarter J. C. and Welch W. J. ApJ, 305(1986)467

Tatematsu K., Umemoto T., Heyer M. H., *et al.*, ApJS, 118(1997) 517

Tatematsu K., Umemoto T., Kameya O., *et al.*, ApJ, 404(1993) 643

te Lintel Hekkert P., Caswell J. L., Habing H. J. *et al.*, A&AS, 90(1991)327

Telesco C. M., ARAA, 26 (1988) 343

Testi L. and Sargent A. I., ApJ, 508(1998) L91

Thompson M.A., Macdonald G.H., A&AS 135 (1999) 531

Tilley D, Pudritz R. E, ApJ, 593(2003) 426

Tiné S., Roueff E., Falgarone E., Gerin M., & Pineau des Forêts G., A&A, 356 (2000) 1039

Townes C. H., Gentzel R., Waltson D. M., Storey J.W.V., STIN, 186(1983)22

Townes C. H. and Schawlow A. L., Microwave Spectroscopy, Dover Publications Inc., New York, 1975

Townes C. H., Schawlow A.L., Microwave Spectroscopy, (New York: McGraw-Hill), 1955

Troland T. H. and Heiles C., ApJ, 252(1982)179

Turner B. E, Ziurys L. M.,Galactic and Extragalactic Radio Astronomy ed Kellermann K. I. (Berlin: Springer-Verlag) (1988) , p. 154

Turner B. E., ApJS, 70(1989)539

Turner B.E., ApJ, 411(1993) 219

Turner B.E., ApJS, 76(1991) 617

Turner B.E., Zuckerman B., Morris M., & Palmer P., ApJ, 219(1978) L43

Turner B.E., Zuckerman B., Palmer P., Morris M., ApJ, 186 (1973) 123

Ulich B.L., and Haas R.W., Astrophys. J. Suppl., 30(1976)247

Ungerechts H., Bergin E.A., Goldsmith, P.F., Irvine W.M., Schloerb F.P., Snell R.L., ApJ, 482(1997) 245

Ungerechts H., Walmsley C.M., and Winnewisser G., A&A, 157 (1986) 207

Usero A., García-Burillo S., Fuente A., *et al.*, A&A, 419(2004) 897

Valdettaro R., Palla F., Brand J. *et al.*, A&A, 368(2001)845

van der Tak F. F. S. & Menten K. M., A&A, 437(2005) 947

van der Tak F. F. S., Tuthill P. G., Danchi W. C., A&A, 431 (2005) 993

van der Tak, F.F.S, Schilke, P., Müller H.S.P., *et al.*, A&A, 388(2002) L53

van der Werf P. P. and Goss W. M. A&A, 224(1989)209

van der Werf P. P. and Goss W. M. A&A, 238(1990)296

van Dishoeck E. F. & Blake G. A., ARA&A, 36(1998) 317

van Dishoeck E. F. In The Promise of the Herschel Space Observatory, eds. G. L. Pilbratt, *et al.* ESA-SP 460(2001) p. 185

van Zadelhoff, G.-J., Dullemond, C.P., van der Tak, F.F.S. *et al.*, A&A, 395(2002) 373

Vanden Bout P. A, Solomon PM, Maddalena R. J., ApJ, 614(2004) 97

Veal J. M., *et al.*, IAU Circ., 6575 (1997) 1

Vilas-Boas J.W.S, and Abraham Z., A&A, 355 (2000) 1115

Vila-Vilaro B., Cepa J., Butner H. M., *et al.* ApJ, 594(2003) 232

Walker C. K., Maloney P. R.和 Serabyn E., ApJ, 437(1994) L127

Walmsley C. M., in Astrochemistry of Cosmic Phenomena, ed. P. D. Singh, (Dordrecht: Kluwer), IAU Symp. 150 (1992) p. 285

Walmsley C. M., Hermsen W., Henkel C. *et al.* A&A, 172(1987)311

Walmsley C.M., & Schilke P., In Dust and Chemistry in Astronomy, eds. T. J. Millar and D. A. Williams, (Philadelphia, PA: Institute of Physics Publishing)(1993) p. 73

Walmsley, C. M., A&ASS, 82(1990)201

Walsh A. J., Burton M. G., Hyland A. R. *et al.*, MNRAS, 301(1998)640

Walsh A. J., Hyland A. R., Robinson G. *et al.*, MNRAS, 291(1997)261
Walter F., Bertoldi F., Carilli C. L., Cox P., Lo K. Y., *et al.*, Nature, 424(2003) 406
Walter F., Weiss A., Scoville N., ApJ, 580(2002) 21
Wannier P. G., Penzias A.A., Linke R.A. and Wilson R.W., Astrophys. J., 204(1976)26
Ward-Thompson D, Scott P. F, Hill R. E, André P., MNRAS, 268 (1994) 276
Watson D.M., Storey J.W.V., Townes C.H., Haller E.E. and Hansen W.L., ApJ, 239(1980)L129
Weaver H., Williams R. W., Dieter N. H. and Lum W. T., Natur, 208(1965)29
Weinreb S., Barrett A.H., Meeks M. L. and Henry J. C., Natur, 200(1963)829
Weiβ A., Downes D., Henkel C.,Walter F., A&A, 429(2005a) L25
Weiβ A., Downes D., Walter F., Henkel C., A&A, 440(2005b) L45
Weiβ A., Henkel C., Downes D,Walter F., A&A, 409(2003) L41
Weiβ A., Walter F., Scoville N. Z., A&A, 438(2005c) 533
White G. J. and Sandell G., A&A, 299(1995)179
White G. J., Araki M., Greaves J. S., Ohishi M. and Higginbottom N. S., A&A, 407(2003)607
Whitworth A. P, Bhattal A. S, Francis N. and Watkins S. J., MNRAS, 283(1996) 1061
Williams J. P, Blitz L. and McKee C. F.,Protostars and Planets IV ed V. Mannings *et al.* (Tucson: Univ. of Arizona Press) (2000) p. 97
Williams J. P, Myers P. C., ApJ, 511 (1999) 208
Williams J. P. & Blitz L., ApJ, 494(1998) 657
Williams J. P. and Myers P. C., ApJ, 537(2000) 891
Williams J. P., Bergin E. A., Caselli P., Myers P. C., & Plume R., ApJ, 503(1998) 689
Williams J.P., & Maddalena R.J., ApJ, 464 (1996) 247
Williams J.P., Blitz L., & Stark A.A., ApJ, 451 (1995) 252
Wilson T. L., Zeng Q., Hüttemeister S. and Dahmen G., A&A, 307(1996)209
Wilson T.L., Gaume R.A., Gensheimer P., and Johnston K.J., ApJ, 538(2000) 665
Wilson T.L., Henkel C., Huettemeister S., Dahmen G., Linhart A., Lemme C., and Schmidt-Burgk J., A&A, 276(1993) L29
Wilson W. J. and Barrett A. H., Sci, 161(1968) 778
Winnewisser G., Churchwell E., Walmsley C. M., In Modern Aspects of Microwave Spectroscopy ed Chantry G. W. (London: Academy Press Inc) (1979) 313
Wolf-Chase G. A, Gregersen E., ApJ, 479(1997) L67
Wolf-Chase G.A., Walker C.K., Lada C.J., ApJ, 442(1995) 197
Wood D. O. S. and Churchwell E., ApJ, 340 (1989) 265

Woods P.M., Schöier F. L., Nyman L.-Å. and Olofsson H., A&A, 402(2003)617

Wright G.A., Astrophys. J. Lett., 436(1994)L157

Wright M.C.H., Plambeck R.L., Wilner D.J., ApJ, 469(1996) 216

Wu J, Evans N. J. II, ApJ, 592(2003) L79

Wu Y., Wei, Y., Zhao, M., *et al.*, A&A, 426(2004) 503

Wu Y., Zhang, Q., Chen, H., *et al.*, AJ, 129(2005) 330

Wu Y., Zhu M., Wei Y. *et al.*, ApJ, 628 (2005) L57

Wyckoff, S., Tegler, S.C.,Engel, L., ApJ, 368(1991) 279

Wyrowski, F., Walmsley, C.M., A&A, 314(1996) 265

Xu L. H. and Lovas F. J., J. Phys. Chem. Ref. Data, 26(1997)17

Yan M., Dalgarno, A., ApJ, 481(1997) 296

Yang J., *et al.*, ApJS, 141(2002)157

Yao L., Seaquist E. R., Kuno N. & Dunne L., ApJ, 588(2003) 771

Young J. S. In The Intestellar Medium in Galaxies, eds Jr. H. A. Thronson, J. M. Shull (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ) (1990) 67

Young J. S., & Scoville N., ApJ, 258(1982) 467

Young J. S., ApJ, 514(1999) L87

Young J. S., Xie S., Tacconi L., *et al.*, ApJS, 98(1995) 219

Young J.S., Scoville N. Z., ARA&A, 29(1991) 581

Yun, J. L., Clemens D. P., ApJ, 385(1992) L21

曾琴.第六届原子与分子物理全国学术会议论文集, 长春: 吉林大学出版社, 1992, p.292

Zeng Q. and Lou G. F., A&A, 206(1988)117

Zeng Q. and Pei C.C., Ap&SS, 229 (1996)301

Zeng Q. and Pei C.C., ChA&A, 20(1996)426

曾琴，裴春传，分子云核与恒星形成区的良好探针-CH_3CN，天文学报(AcASn)，37(1996)164

Zeng Q., Ap&SS, 243(1996)363

Zeng Q., In Astrochemistry of Cosmic Phenomena, (ed. Singh P. D.), Kluwer Aca. Pub., IAUS, 150(1992)341

Zeng Q., Lou G. F., and Li S. Z., Ap&SS, 132(1987a)263

Zeng Q., Sun J. and Lou G. F., A&A, 172(1987)299

Zhang Q., & Ho P. T. P., ApJ, 488 (1997) 241

Zhang Q., *et al.*, ApJ, 625(2005)864

Zhang Q., Ho P.T.P. and Ohashi N., ApJ, 494(1998a) 636

Zhang Q., Hunter T. R., & Sridharan T.K. ApJ, 505(1998b) L151

Zhang Q., Hunter T. R., Brand J. *et al.*, ApJ, 625(2005) 864
Zhang Q., Hunter T. R., Brand J., *et al.*, ApJ, 552(2001) L167
Zhang Q., Hunter T. R., Sridharan T. K., Ho P. T. P., ApJ, 566(2002) 982
Zhao J. -H., Anantharamaiah K. R., Goss W. M. & Viallefond F., ApJ, 482 (1997) 186
Zhao J. -H., Anantharamaiah K. R., Goss W. M. & Viallefond, F., ApJ, 472(1996) 54
Zhou S, Evans N. J. II,in Cloud, Cores, and Low Mass Stars, ed. D. P. Clemens, R. Barvanis (San Francisco: ASP Conf. Ser.) (1994) p. 183
Zhou S., Evans N.J., Kömpe C., Walmsley C.M., ApJ, 404(1993) 232
Zinchenko I., Forsström V., Lapinov A., Mattila K., A&A, 288(1994) 601
Zinchenko I., Mattila K., & Toriseva M., A&AS, 111(1995) 95
Zinchenko I., Pirogov L., & Toriseva M., A&AS, 133(1998) 337
Ziurys L. M. and McGonagle D., ApJS, 89(1993)155
Zmuidzinas J., Betz R.T., Boreiko R.T. and Goldhaber D. M., ApJ, 335(1988)774